N° d'ordre

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR - INGÉNIEUR

par

V. Bankolé MARTINS

B. Sc. (Hons) Civil Engineering
de l'Université de Zaria (Nigéria)

SUJET

Sur l'écoulement d'un jet dans un fluide en rotation d'intensité élevée

---

Soutenue le 17 Février 1972, devant la Commission d'Examen

M. L. SANTON — Président

M. A. CRAYA
M. J. MATHIEU
M. R. MOREAU
M. R. CURTET — Examinateurs

GRENOBLE

N° d'ordre

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR - INGÉNIEUR

par

V. Bankolé MARTINS

B. Sc. (Hons) Civil Engineering
de l'Université de Zaria (Nigéria)

SUJET

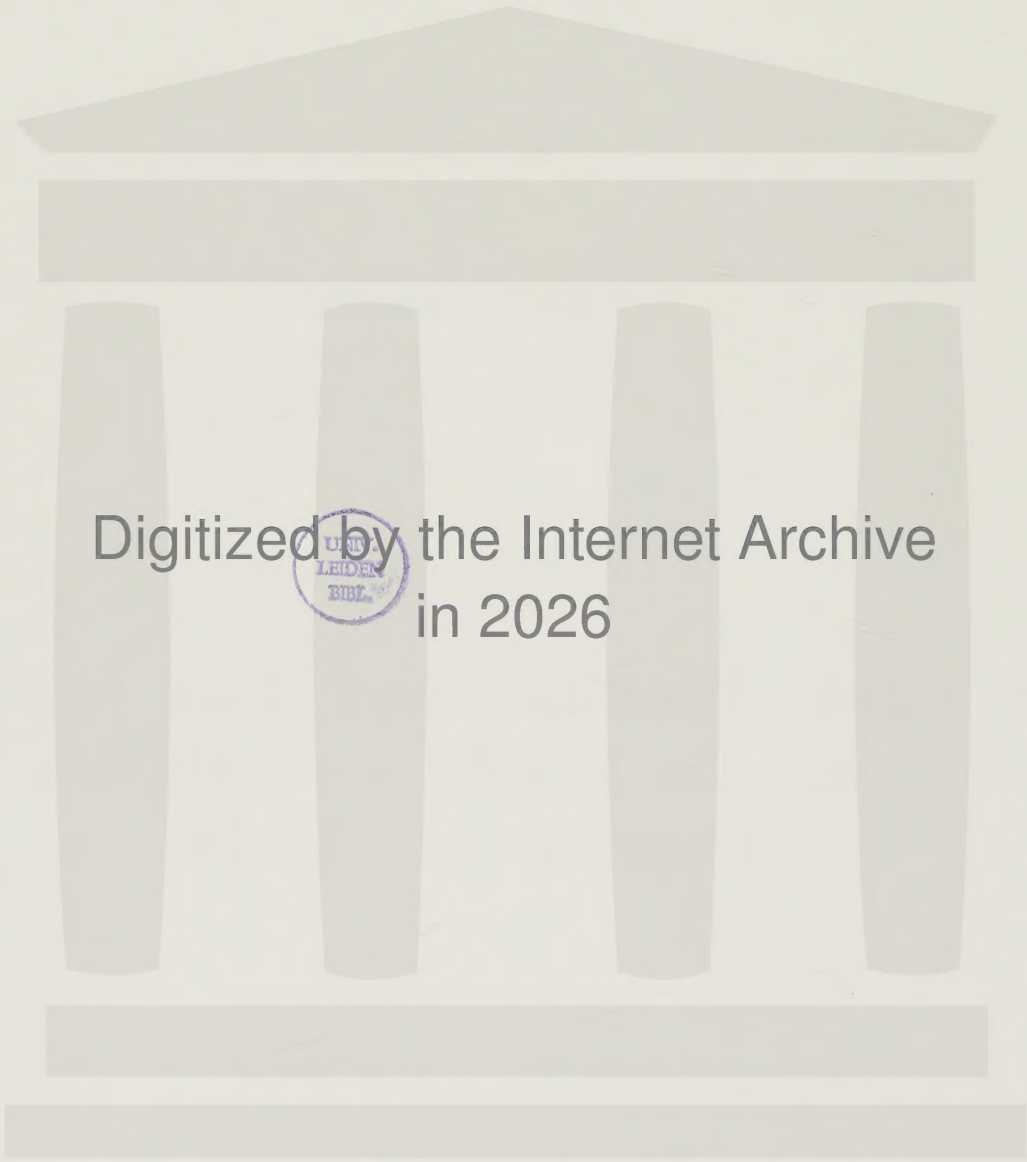
Sur l'écoulement d'un jet dans un fluide en rotation d'intensité élevée

---

Soutenue le 17 Février 1972, devant la Commission d'Examen

M. L. SANTON	Président
M. A. CRAYA M. J. MATHIEU M. R. MOREAU M. R. CURTET	Examinateurs

GRENOBLE


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544313_0043

TABLE DES MATIERES

	Pages
AVANT PROPOS	VII
INTRODUCTION - OBJET DE LA PRESENTE ETUDE	X
NOTATIONS PRINCIPALES	XIII
CHAPITRE 1 - PARAMETRES CARACTERISTIQUES	1
1.1. JETS LIBRES	1
A - Jet libre dans un milieu au repos	2
a - Définitions	2
b - Théorème des quantités de mouvement	3
c - Caractéristique du jet libre turbulent en régime établi	5
B - Jet libre dans un milieu en mouvement uniforme	6
C - Jet libre tournant	7
1.2. ECOULEMENTS DANS UN CONDUIT CYLINDRIQUE	10
A - Relations de base	10
a - Théorème des quantités de mouvement	10
b - Théorème des moments de quantités de mouvement ...	11
c - Impulsion réduite - Généralisation du critère de CRAYA-CURTET	11
d - Intensité de rotation	12
e - Evolution d'un écoulement le long du conduit	13

B - Jet confiné non tournant 13
a - Paramètres caractéristiques 13
1. Nombres de CRAYA-CURTET 13
2. Paramètre de THRING-NEWBY 15
b - Notion de recirculation 16
c - Etudes expérimentales sur les jets confinés de révolution 18
d - Jet confiné dans un écoulement tournant 18

1.3. CONDITIONS EXPERIMENTALES DE L'ETUDE ACTUELLE..... 21
A - Mise en rotation du fluide ambiant 21
B - Conditions expérimentales 22

1.4 CONCLUSION 23

CHAPITRE 2 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL - TECHNIQUES DE MESURE ET DE VISUALISATION 24

2.1. PRINCIPE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL 24

2.2. DESCRIPTION DE L'INSTALLATION 27

2.3. QUELQUES DETAILS TECHNIQUES SUR L'INSTALLATION 27
2.3.1. Réservoir d'eau 27
2.3.2. Système de filtres 29
2.3.3. Groupe de pompage 29
2.3.4. Admission du débit ambiant et système d'aubages .. 29
2.3.5. Hublot amont et déplacement latéral du tube d'injection 31
2.3.6. Injecteur et mise en rotation du débit primaire .. 34
a - Injecteur 34
b - Système de mise en rotation du jet 34
2.3.7. Convergent et chambre de mesure 36

2.4. TECHNIQUES DE MESURE 38
2.4.1. Mesure des débits 38
2.4.2. Mesure des pressions statiques à la paroi 40
2.4.3. Mesure des vitesses sur l'axe 42
2.4.4. Mesure des vitesses près de l'axe 42

2.4.5. Mesure des vitesses moyennes et des pressions statiques dans l'écoulement 44

2.4.5.1. Etalonnage et mode d'utilisation de l'anémoclinomètre 44

a - Définitions et mode opératoire 45

b - Tracé des courbes d'étalonnage 45

2.4.5.2. Cas particulier d'un mouvement hélicoïdal 46

2.4.5.3. Remarques sur les conditions expérimentales 48

2.5. TECHNIQUES DE VISUALISATION ET DE PRISE DE VUES 49

2.5.1. Visualisation 49

a - Procédés de visualisation 49

b - Technique d'injection des bulles d'air 49

2.5.2. Procédé d'éclairage et conditions de prises de vues 52

2.5.3. Prises de vues cinématographiques 55

CHAPITRE 3 - ETUDE PAR VISUALISATION DU JET NON TOURNANT 56

3.1. ECOULEMENT TOURNANT INITIAL 56

3.1.1. Vue d'ensemble 56

3.1.2. Modèles 60

a - Modèle de BURGERS 60

b - Modèle de DONALDSON-SULLIVAN 62

3.2. EXAMEN D'UN JET NON TOURNANT DANS L'ECOULEMENT AMBIANT ... 62

3.2.1. Conventions adoptées pour la présentation des documents 63

3.2.2. Principaux aspects de l'écoulement 72

3.3. EVOLUTION EN FONCTION DES DEBITS 73

3.3.1. Influence d'une variation du débit secondaire 73

3.3.2. Influence d'une variation du débit primaire 74

3.3.3. Evolution en fonction du rapport des débits 79

3.4. ETUDE DE LA PERIODE DU JET 86

3.4.1. Résultats expérimentaux 86

3.4.2. Premier essai d'interprétation des résultats 88

3.4.3. Raisonnement par l'analyse dimensionnelle 90

a - Choix des paramètres et mise en équation .. 90
b - Vérification du raisonnement précédent 91
3.4.4. Conclusion 92

3.5. QUELQUES ASPECTS PARTICULIERS DE L'ECOULEMENT 96
3.5.1. Comportement de l'écoulement rotatif d'aval 96
3.5.2. Sur un phénomène curieux d'instabilité 97

3.6. JET PLAN OSCILLANT CONFINE ET JET PERIODIQUE DANS UN ECOULEMENT TOURNANT..... 102

CHAPITRE 4 - ETUDE D'UN JET TOURNANT PAR VISUALISATION 106

4.1. CONDITIONS INITIALES DE ROTATION DU JET 106
4.1.1. Caractéristiques du système de mise en rotation ... 106
a - Géométrie du dispositif 106
b - Intensité de rotation à la sortie du dispositif 108

4.1.2. Intensité de rotation du jet 108
a - Evaluation de la perte de moment cinétique 108
b - Evaluation de l'intensité de rotation du jet 110
c - Evaluation de la poussée totale du jet 113

4.2. ETUDE DE LA PERIODE DU JET 114
4.2.1. Résultats expérimentaux 114
4.2.2. Essai de condensation des résultats 115
4.2.3. Comparaison entre le jet tournant et le jet non tournant 117

4.3. VISUALISATION DES TRAJECTOIRES INSTANTANEES 121
4.3.1. Débit primaire constant 131
4.3.2. Débit secondaire constant 131

4.4. CONCLUSION 132

CHAPITRE 5 - ETUDE PAR VISUALISATION D'UN JET EXCENTRE 133

5.1. INTRODUCTION 133

5.2. JETS FAIBLEMENT EXCENTRES 135

5.2.1. Mesures de fréquence de rotation 138

5.2.2. Observations effectuées au cours des essais 138

a - $\beta = 5°$ 138

b - $\beta = 6°$ 138

5.3. EXCENTRICITES MOYENNES 140

5.4. JET PLACE LOIN DE L'AXE DU CONDUIT 142

5.5. STORMFURY PROJECT 146

5.6. ANALOGIE ENTRE LES ECOULEMENTS ROTATIFS ET LES COURANTS DANS UN MILIEU STRATIFIE 148

5.6.1. Tourbillons stationnaires dans un fluide stratifié 148

5.6.2. Tourbillons stationnaires dans un écoulement tournant 150

a - Equations générales 152

b - Ecoulement tournant autour d'une sphère 153

c - Remarque de LAI 154

5.7. CONCLUSION 154

CHAPITRE 6 - RESULTATS DES MESURES DE VITESSES ET DE PRESSIONS 156

6.1 INTRODUCTION 156

6.2 ESSAIS PRELIMINAIRES 158

6.2.1. Conditions expérimentales 158

6.2.2. Influence du débit ambiant 158

6.2.3. Influence de la position de l'injecteur 161

6.3. ESSAIS PRINCIPAUX 164

6.3.1. Conditions expérimentales 164

6.3.2. Résultats d'essais 164

a - $Q_j = 0$ 167

b - $Q_j = 1$ l/s 167

c - $Q_j = 2$ l/s 168

6.3.3. Evolution des caractéristiques de l'écoulement le long du conduit 169

a - Pressions statiques minimales

et vitesses axiales 170
b - Vitesses longitudinales minimales
et maximales 171
c - Vitesses tangentielles maximales
près de la paroi 171
d - Débit de moment cinétique 171

6.4. TENTATIVES D'INTERPRETATION 198

6.4.1. Région initiale du jet 198
a - Calculs de HERBERT et de CLUIS 198
b - Comparaison à nos expériences 199

6.4.2. Région terminale du jet 201
a - Travaux de KWAN-LOK SO 202
b - Travaux de SARPKAYA 204
c - Comparaison avec nos résultats 206

CHAPITRE 7 - CONCLUSION 210

BIBLIOGRAPHIE 213

A V A N T - P R O P O S

Les travaux décrits dans le présent mémoire ont été accomplis aux Laboratoires de Mécanique des Fluides de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, au cours d'un séjour effectué de septembre 1968 à février 1972.

Je voudrais tout d'abord exprimer ma vive reconnaissance à M. le Professeur SANTON, Directeur de l'E.N.S.I. d'Hydraulique de l'Institut National Polytechnique de Grenoble et Directeur Technique des Laboratoires de Mécanique des Fluides, qui a bien voulu m'accueillir aux Laboratoires et m'autoriser à préparer un diplôme d'Etudes Approfondies ; M. SANTON m'a toujours témoigné beaucoup de bienveillance et m'a fait le grand honneur de présider mon jury de thèse.

Qu'il me soit permis d'exprimer ma vive gratitude à M. le Professeur CRAYA, Directeur du Laboratoire Associé au C.N.R.S., Responsable du Groupe de recherches sur la "Dynamique des Liquides et des Gaz", qui a bien voulu m'accepter dans son équipe de recherches et faire partie de mon jury de thèse : j'ai acquis grâce à lui des connaissances précieuses en Mécanique des fluides, notamment au cours des séminaires de son groupe et des discussions qui ont suivi les exposés.

Je tiens à remercier M. MATHIEU, Professeur à l'Université de Lyon et à l'Ecole Centrale Lyonnaise, qui a bien voulu s'intéresser à mes travaux et faire partie de mon jury de thèse.

Que M. MOREAU, Maître de Conférences à l'Université de Grenoble, soit assuré de ma sincère reconnaissance non seulement pour avoir accepté de faire partie de mon jury, mais encore pour les conseils et encouragements

qu'il a bien voulu me donner et pour son attitude amicale à mon égard.

Je suis particulièrement reconnaissant à M. CURTET, Maître de Recherches au C.N.R.S., qui a dirigé ma thèse. Je lui dois l'idée initiale de cette recherche, dont il a été, tout au long de mon travail, le guide amical et qui a su me faire profiter de ses connaissances étendues sur le sujet, notamment pour l'interprétation des résultats et la rédaction du mémoire.

Je remercie M. LESPINARD, Directeur de l'Institut de Mécanique de Grenoble, pour son appui considérable qui m'a permis, au cours de mon séjour, d'être libéré des soucis matériels.

Mes remerciements s'adressent également à MM. BINDER et HOPFINGER, Chargés de recherches au C.N.R.S., avec lesquels j'ai eu des échanges de vues très fructueux.

M. MISTRULLI, Technicien,a apporté beaucoup de soin à la mise au point du dispositif expérimental et à la présentation des figures du mémoire : je lui suis très reconnaissant de sa collaboration.

La qualité des résultats obtenus par visualisation doit beaucoup à la technique des prises de vue développée grâce à la large expérience de M. BRAULT, Chef du Service Reprographie, qu'il m'est agréable de remercier, ainsi que Mme REBREYEND et M. PERROUX, qui ont assuré l'impression du mémoire.

Mes remerciements vont également à l'ensemble des personnes qui ont facilité mon séjour aux Laboratoires, et en particulier M. CHOISY, Secrétaire de Direction, M. JAY, Chef du Bureau d'Etudes, MM. BOLCATO, LAYAT, LOUIS et MARTINATTI, Techniciens, Mme LEBRE, qui a assuré une grande partie de la frappe du mémoire, terminée par les soins de Melle CURTET, et Melle SAUNIER, Bibliothécaire, qui a toujours su accueillir mes demandes de documents avec empressement et bonne humeur.

Je remercie tous les chercheurs des Laboratoires pour l'ambiance de travail que j'ai trouvée auprès d'eux, en particulier MM. ALEMANY, JODELET, NAVARRO, PEKOVIC, WAKIL et WATHE.

Je voudrais enfin adresser un souvenir amical à M. Mc NEIL, Docteur-ingénieur à MONTREAL (Canada), avec qui j'ai eu le plaisir de travailler pendant un an au cours de mon stage de D.E.A., ainsi qu'à mes amis grenoblois, et particulièrement à M. DIOT.

INTRODUCTION

OBJET DE LA PRESENTE ETUDE

Nous avons poursuivi notre travail aux Laboratoires de Mécanique des Fluides de l'Université de Grenoble, dans un domaine qui avait déjà donné lieu, dans ces Laboratoires, à une série de recherches importantes, à la fois sur les jets et les écoulements tournants.

Les jets confinés, plans ou à symétrie axiale, ont fait l'objet d'un certain nombre de travaux devenus classiques : calculs de CRAYA et CURTET [14, 16] , études expérimentales de CURTET [18,19] , de BARCHILON [1, 2] sur la recirculation, de CURTET et RICOU [19] sur l'équilibre dynamique des jets confinés de révolution, de MOREAU [70] sur les jets confinés en magnétohydrodynamique.

Plusieurs études ont été consacrées aux jets tournants ou en présence d'écoulements tournants. Citons les travaux théoriques de CRAYA et DARRIGOL sur les jets libres tournants à poussée nulle [15, 17], les recherches expérimentales de DARRIGOL sur le jet libre tournant, froid ou chauffé [17] , d'UTRYSKO [68] sur les jets tournants confinés, de CLUIS [12] sur un jet émis dans un milieu ambiant tournant.

Les écoulements rotatifs ont été le thème de deux investigations récentes des Laboratoires : la première, celle de GUILLOUD [28] , plus spécialement orientée vers des aspects de diffusion moléculaire ; la deuxième, poursuivie par Mc NEIL [48], consacrée à l'étude expérimentale de la structure d'un écoulement tournant en conduit cylindrique avec aspiration axiale.

Le dispositif expérimental réalisé par Mc NEIL permet, comme nous le montrerons dans la suite, d'obtenir des intensités de rotation élevées, beaucoup plus fortes que celles obtenues auparavant par la plupart des autres auteurs. Les conditions

entraînent l'apparition de courants secondaires au voisinage de l'axe du conduit de mesure. L'idée de départ de notre travail se base sur la question de savoir ce que deviennent ces courants de retour si l'on émet à l'entrée du conduit un jet orienté dans le sens principal de l'écoulement. En vue de répondre à cette question, nous avons repris le montage initial de Mc NEIL et l'avons adapté à la nouvelle étude, qui a comporté trois phases successives : injection dans l'axe, puis émission d'un jet tournant dans l'axe du conduit, enfin injection en dehors de l'axe du tube.

Dans le Chapitre 1 du présent mémoire, habituellement consacré aux équations générales, il nous a paru préférable de rappeler les idées directrices qui nous ont été nécessaires dans la suite pour l'interprétation des résultats expérimentaux, notamment les hypothèses, les paramètres de similitude, et quelques études antérieures sur les jets et les écoulements tournants.

Le dispositif expérimental et les techniques de mesure et de visualisation sont décrits au Chapitre 2.

Le Chapitre 3 est consacré à l'étude d'un jet non rotatif placé dans l'axe d'un écoulement tournant. La visualisation montre le développement du jet en fonction des débits primaire et secondaire, ainsi que sa structure périodique. L'évolution de la période en fonction des débits, obtenue par l'expérience, se traduit par des courbes qui peuvent être condensées grâce à un simple raisonnement d'analyse dimensionnelle.

Dans le Chapitre 4, est étudié le jet rotatif placé dans l'axe d'un écoulement tournant. L'examen de vues photographiques permet d'observer la structure générale des trajectoires fluides, et des mesures de période du jet en fonction des débits montrent l'influence éventuelle de la rotation initiale du jet sur la fréquence de son mouvement d'oscillation.

Dans le cas où le jet est décalé par rapport à l'axe du tube, il en résulte des modifications de structure des trajectoires instantanées ; des exemples de configurations de ce genre sont donnés au Chapitre 5. Lorsque le tube d'injection est placé près de la paroi du conduit principal, le réseau des lignes de courant prend une forme particulière, que l'on peut rapprocher de formes analogues observées par d'autres auteurs dans d'autres types d'écoulement.

Le Chapitre 6 regroupe les mesures des composantes moyennes de vitesse et des pressions, en différentes sections du conduit. La présence du jet fait apparaître un certain nombre de conditions nouvelles d'écoulement, notamment dans le courant de retour et la distribution des vitesses tangentielles ; elle entraîne par ailleurs

la formation d'une région instable en aval du jet. Un rapprochement de ces résultats avec des études antérieures est effectué au titre d'un premier essai d'interprétation.

Dans la Conclusion, nous soulignons le caractère essentiellement expérimental de cette recherche, qui concerne un sujet relativement complexe et que peu de chercheurs ont abordé avant nous. Nous présentons enfin quelques suggestions en vue de recherches ultérieures sur le même sujet.

N O T A T I O N S P R I N C I P A L E S

ρ, ν : masse volumique, viscosité cinématique du fluide (eau).

a = 6 mm : rayon de la section de sortie de l'injecteur.

R = 108 mm : rayon du conduit principal (D = 2 R).

δ : distance de l'axe de l'injecteur à l'axe du conduit.

Q_j : débit du jet ou primaire.

Q_s : débit ambiant ou secondaire.

Q_s / Q_j : rapport des débits.

q_a, q_t ou q_T : débits axial, tangentiel dans le jet.

Q, U : débit total, vitesse moyenne dans le conduit.

x : abscisse comptée le long du conduit, à partir de la section de sortie de l'injecteur.

x/2a, x/D : abscisses relatives.

r : ordonnée d'un point (distance à l'axe)

r/R : ordonnée relative ou réduite.

u,v,w : composantes axiale ou longitudinale, radiale, tangentielle de la vitesse en un point.

u_o : vitesse sur l'axe.

$p^*/\rho g$: pression statique étoilée, comptée en hauteur d'eau par rapport à la pression atmosphérique (plan d'origine des cotes passant par l'axe du conduit).

Π : poussée totale ou impulsion (pages 8, 23).

Γ : débit de moment cinétique (pages 8, 23).

I_R : intensité de rotation (page 12).

m, Ct : paramètres de CRAYA-CURTET (page 15).

Th : nombre de THRING-NEWBY (page 16).

T, f : période, fréquence du mouvement oscillant dans le conduit.

$S = fD/U$: nombre de STROUHAL.

S_j , S_s : nombres de STROUHAL primaire, secondaire (page 92).

Les autres notations sont définies dans le texte.

CHAPITRE 1

PARAMETRES CARACTERISTIQUES

Dans ce chapitre, nous nous proposons de passer en revue un certain nombre de notions générales relatives aux jets et aux écoulements tournants. Ces éléments nous seront utiles dans la suite pour l'interprétation des résultats expérimentaux.

L'exposé comprendra trois parties :

- Nous reverrons tout d'abord les idées classiques sur les jets libres, tournants ou non, et retrouverons les paramètres de similitude propres à ce genre d'écoulements.

- Nous traiterons ensuite le cas général du mouvement non établi dans un tube cylindrique de section circulaire, de manière à obtenir les paramètres caractéristiques. A partir de ces données, il sera possible de traiter les deux cas particuliers des jets confinés et des écoulements tournants.

- Enfin, nous définirons les conditions expérimentales de l'étude actuelle.

Afin de simplifier l'écriture, nous laisserons de côté dans ce chapitre les termes de fluctuations.

1.1. JETS LIBRES

Il parait utile de rappeler en premier lieu les propriétés bien connues du jet libre non rotatif arrivant dans un milieu au repos ou en mouvement uniforme. Nous traiterons ensuite le cas d'un jet libre tournant dans un milieu au repos.

A - Jet libre dans un milieu au repos

a) Définitions

Nous considérons (Fig. 1.1) un jet de fluide incompressible et isotherme sortant d'un orifice de section circulaire et de rayon a , avec une vitesse uniforme U_j.

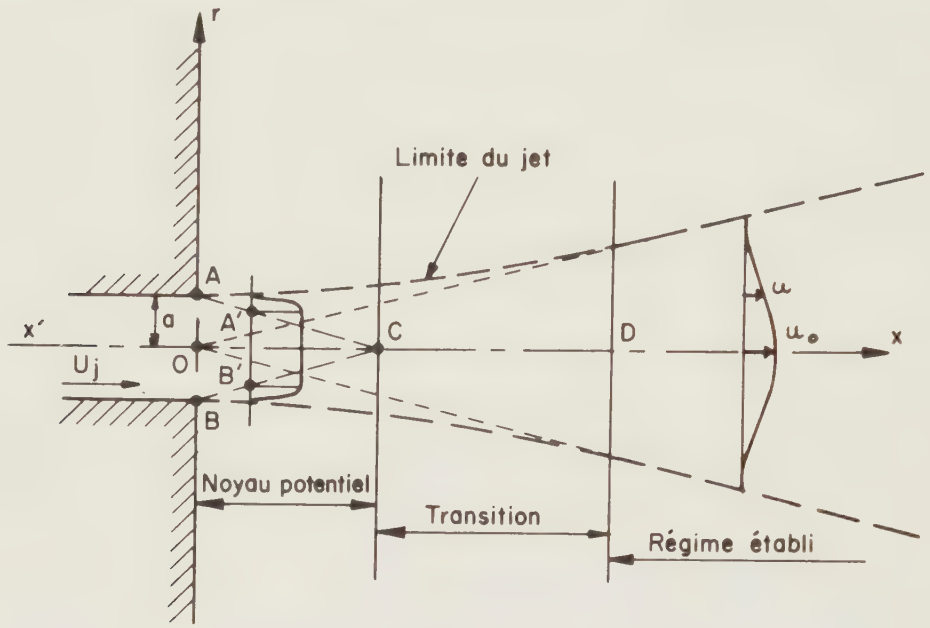


Fig. I.I - SCHÉMA D'UN JET LIBRE

L'enceinte qui entoure le jet est de grandes dimensions, de sorte que la pression ambiante reste sensiblement constante en dehors de la zone de mélange du jet au milieu ambiant. Cette zone de mélange comporte, comme on le sait, trois régions : cône ou noyau potentiel, région de transition, régime établi (Fig. 1.1).

A l'intérieur du cône potentiel ABC, la courbe des vitesses longitudinales $u(r)$ présente un palier le long de A'B' et deux branches à point d'inflexion, convenablement représentées par une courbe du type intégrale des erreurs [72] .

Au delà du point C, la vitesse u_o sur l'axe du jet décroît au fur et à mesure que la distance x à l'orifice AB augmente. Dans les régions de transition et du régime établi, les courbes de vitesses sont proches d'une courbe de Gauss et peuvent être ramenées à un profil unique indépendant de l'abscisse, par réduction des vitesses u et des ordonnées r à une vitesse et une largeur de référence. Dans la région de transition, les profils des variables moyennes de fluctuation ne sont pas réductibles à une courbe unique et le jet ne s'élargit pas linéairement en fonction de l'abscisse. Par contre, au delà de D, dans la région du régime établi, l'équilibre dynamique est obtenu et se traduit par un élargissement linéaire du jet. L'ordre de

grandeur de OC est d'environ 5 AB et de OD, de 25 à 30 fois AB (71, 72) .

La zone de mélange s'enrichit en fluide ambiant au fur et à mesure que la distance à l'injecteur augmente. Le jet entraîne une quantité de plus en plus grande de fluide, et l'intégrale des vitesses longitudinales, de l'axe à la limite du jet, λ, croît en fonction de x . Soit q le débit ainsi évalué :

(1) $$q = \int_0^{\lambda} 2\pi u r dr$$

Soit u_o la vitesse sur l'axe à l'abscisse considérée, on peut définir, comme l'ont fait CRAYA et CURTET (16, 18) une largeur de référence ℓ appelée largeur efficace, telle que :

(2) $$q = \pi u_o \ell^2$$

On trouve fréquemment dans la littérature anglo-saxonne la largeur de référence $r_{0,5}$ définie par l'ordonnée pour laquelle la vitesse est égale à la moitié de la vitesse sur l'axe : nous l'appellerons la largeur de demi-vitesse (half-width en anglais).

Si l'on rapporte la vitesse u à sa valeur u_o sur l'axe et l'ordonnée r à la largeur efficace ℓ , les profils de vitesse en régime établi se ramènent à une courbe proche de la courbe de Gauss (72, 19) :

(3) $$\frac{u}{u_o} = e^{-\eta^2} \qquad \text{avec} \qquad \eta = \frac{r}{\ell}$$

b) Théorème des quantitésde mouvement

Appliquons le théorème d'Euler à une surface fermée représentée par le rectangle MNPQ sur la figure 1.2.

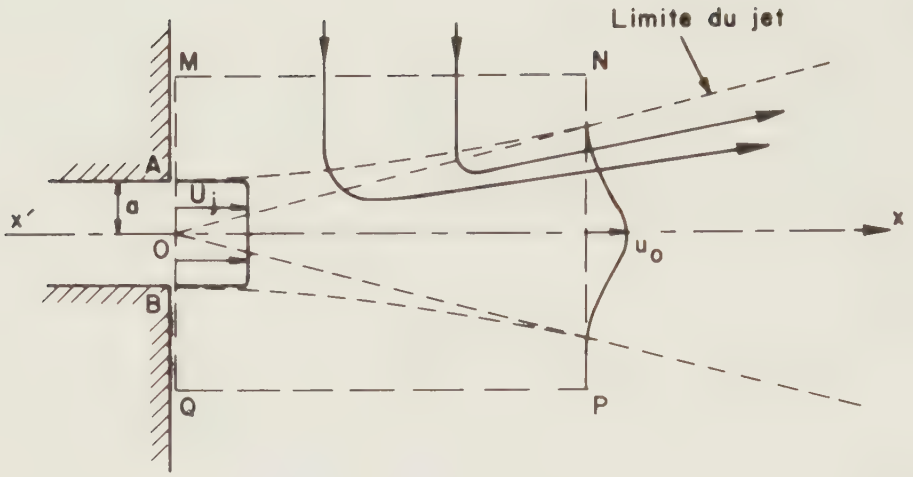


Fig. I. 2 - APPLICATION DU THÉORÈME D'EULER

Cette surface est en fait constituée par un cylindre d'axe $x'x$ et de génératrice MN (ou PQ) et par deux sections circulaires de diamètre MQ (ou NP), situées respectivement dans le plan de sortie de l'orifice et à l'abscisse x . Les sommets du rectangle MNPQ se trouvent dans des régions suffisamment éloignées de la zone de mélange pour que les vitesses le long de MN et de PQ soient purement radiales et la pression constante. Par ailleurs, les lignes de courant sont faiblement inclinées sur l'axe dans les sections MQ et NP, de sorte que l'on peut admettre une répartition hydrostatique de la pression. Enfin, dans le raisonnement qui suit, nous négligeons les termes relatifs aux vitesses moyennes de fluctuation.

D'après ces hypothèses, l'application du théorème d'Euler à la surface MNPQ conduit à un résultat très simple: en effet le débit de quantité de mouvement initial G_o du jet se conserve au cours du mélange:

$$(4) \qquad G_o = \rho \pi a^2 U_j^2 = \rho \int_0^\lambda 2\pi u^2 r\, dr$$

Si l'on fait intervenir le coefficient de forme k de la courbe des vitesses :

$$(5) \qquad k = 2 \int_0^{\lambda/\ell} f^2 \eta\, d\eta \qquad \text{avec} \qquad f = \frac{u}{u_o}$$

la relation (4) peut s'écrire :

$$(6) \qquad \frac{G_o}{\rho} = \pi k u_o^2 \ell^2$$

Le coefficient k est égal à 1 dans la section de sortie de l'orifice, si la répartition des vitesses est uniforme. Il décroît dans le noyau potentiel et devient pratiquement constant dans les zones de transition et du régime établi. Sa valeur est de 0,5 dans le cas de la courbe de Gauss (équation 3).

c) Caractéristiques du jet libre turbulent en régime établi.

Comme on vient de le voir, le débit de quantité de mouvement est invariant le long de l'abscisse : il constitue la caractéristique essentielle d'un jet libre.

Loin de la buse d'injection, les profils de vitesses moyennes atteignent un état d'équilibre, indépendant des conditions d'entrée et en particulier du diamètre de l'orifice. La vitesse sur l'axe u_o , la largeur efficace ℓ et le débit q sont des fonctions de l'abscisse x et du débit de quantité de mouvement par unité de masse G_o/ρ :

$$(7) \qquad \begin{cases} u_o = f\left(\dfrac{G_o}{\rho}, x\right) \\ \ell = f\left(\dfrac{G_o}{\rho}, x\right) \\ q = f\left(\dfrac{G_o}{\rho}, x\right) \end{cases}$$

Un simple raisonnement d'analyse dimensionnelle permet d'obtenir l'évolution de ces variables en fonction de x , à un coefficient C près :

$$(8) \qquad \begin{cases} \ell = Cx \\ \dfrac{u_o}{U_j} = \dfrac{1}{C\sqrt{k}} \dfrac{a}{x} \\ \dfrac{q}{q_j} = C\sqrt{\dfrac{\pi}{k}} \dfrac{x}{a} \end{cases} \qquad \text{avec} \quad q_j = \pi U_j a^2$$

On retrouve ainsi d'une manière très simple les résultats classiques : la largeur efficace et le débit sont proportionnels à l'abscisse, la vitesse sur l'axe à son inverse. Le coefficient C caractérise l'expansion du jet : l'expérience montre qu'il est sensiblement constant et égal à 0,12 en régime établi.

Les relations (7) montrent que le jet peut être considéré comme un point-source de quantité de mouvement, si l'on étudie uniquement le régime établi. Dans le noyau potentiel, par contre, il est nécessaire de tenir compte du rayon a de la buse d'injection.

B - Jet libre dans un milieu en mouvement uniforme

Si le milieu indéfini est animé d'un mouvement uniforme, on peut reprendre un raisonnement analogue à celui qui vient d'être présenté pour le jet libre dans une enceinte au repos.

On définit la surface de référence MNPQ (voir Fig.13) par un cylindre de rayon R et les sections de diamètres MQ et NP. Le rayon R est suffisamment grand devant le rayon a de la buse d'injection pour que la pression soit constante le long de MN et de PQ. On admet comme auparavant que la répartition des pressions est hydrostatique dans les sections MQ et NP, de sorte que l'on retrouve la constance du débit de quantité de mouvement le long de l'axe x'x

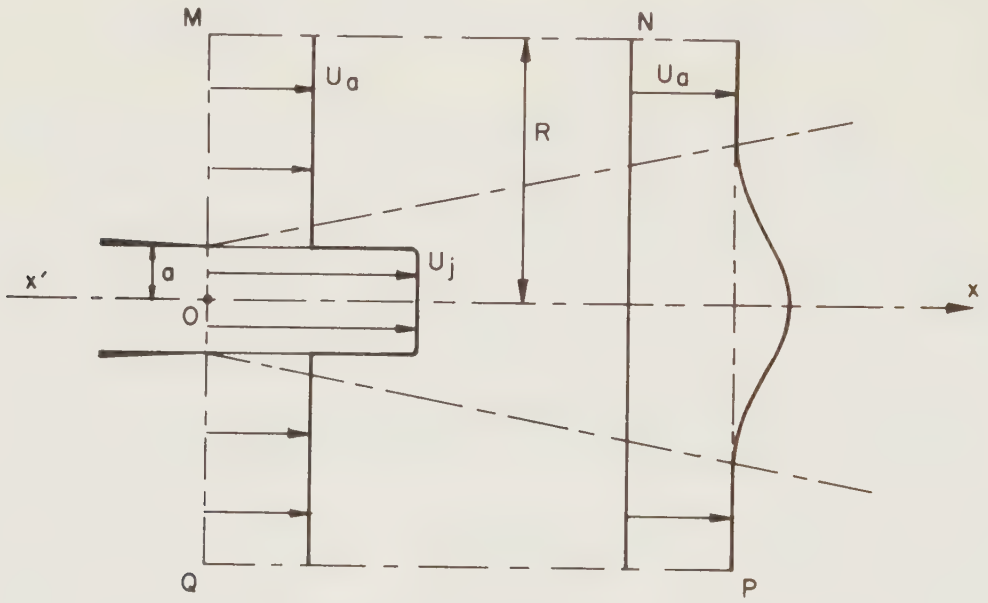


Fig. I.3 - JET LIBRE DANS UN MILIEU EN MOUVEMENT UNIFORME

Soit U_j la vitesse initiale du jet, U_a celle de l'écoulement ambiant, G_o et G_a les débits de quantité de mouvement du jet et du fluide ambiant, G le débit total de quantité de mouvement à travers une section de rayon R :

$$(9)\quad G = G_o + G_a = \rho U_j^2 \pi a^2 + \rho U_a^2 \pi (R^2 - a^2)$$

$$= \int_0^R 2\pi\rho u^2 r\, dr = c^{te}$$

Définissons une vitesse excédentaire u_e locale telle que :

(10) $$u_e = u - U_a$$

L'expérience montre que la répartition des vitesses excédentaires conserve la même allure que celle des vitesses dans le jet libre. On peut reprendre des définitions analogues à celles précédemment données, par exemple la largeur efficace ℓ et le coefficient de forme k, u_{eo} étant la vitesse excédentaire sur l'axe et q_e le débit excédentaire en une section d'abscisse x :

(11) $$q_e = 2\pi \int_0^{\lambda} u_e r\, dr = \pi u_{eo} \ell^2$$

(12) $$k = 2 \int_0^{\lambda/\ell} f^2 \eta\, d\eta$$

avec $$f = \frac{u_e}{u_{eo}} \qquad \text{et} \qquad \eta = \frac{r}{\ell}$$

Si l'on développe l'équation (9) compte tenu de 10, 11 et 12, on aboutit à l'expression :

(13) $$a^2 \left(U_j^2 - U_a^2 \right) = \ell^2 \left(k u_{eo}^2 + 2 U_a u_{eo} \right)$$

Le deuxième membre de cette équation est un invariant le long de l'axe du jet ; il ne dépend pas non plus du rayon R de la section de référence. Si la vitesse ambiante U_a est nulle, on retrouve le terme $G_o / \pi\rho$ de l'équation (6) dans le cas du jet libre en milieu au repos.

C - Jet libre tournant.

Nous reprenons le cas du jet libre dans un milieu ambiant au repos, représenté sur les figures 1.1 et 1.2, mais nous admettons de plus que le jet tourne initialement, dès la sortie de l'orifice, autour de l'axe $x'x$. Il apparait de ce fait une répartition radiale de vitesse tangentielle $w(r)$ en chaque section de la zone de mélange, ainsi qu'une distribution de pression non hydrostatique, (pression étoilée non constante), de la forme :

(14) $$\frac{\partial p^*}{\partial r} = \rho \frac{w^2}{r}$$

Les vitesses axiales et tangentielles s'annulent à la limite λ du jet, et la pression étoilée redevient au-delà de cette limite constante et égale à la pression étoilée dans le milieu ambiant.

Si on applique le théorème des quantités de mouvement à une surface fermée MNPQ disposée comme l'indique la figure 1.2. on trouve :

(15) $$\Pi = \int_0^\lambda (p^* + \rho u^2) 2\pi r dr = c^{te}$$

la "poussée totale" Π est constante le long de l'axe du jet. Elle est la somme de deux termes : l'intégrale des pressions et le débit de quantité de mouvement à travers la section considérée.

Rappelons à ce propos que CRAYA et DARRIGOL [17] ont pu étudier complètement par le calcul des solutions affines des jets libres tournants, dans le cas particulier d'une poussée nulle.

Le théorème des moments des quantités de mouvement conduit à une deuxième relation importante, traduite par l'équation :

(16) $$\Gamma = 2\pi \int_0^\lambda \rho u w r^2 dr = c^{te}$$

Le moment cinétique Γ est invariant le long de l'axe du jet.

On notera que l'on peut considérer des jets "plus ou moins tournants", pour une poussée donnée, en faisant varier Γ . Ces deux paramètres sont donc indépendants, et l'évolution de la vitesse sur l'axe u_o et celle de la longueur efficace ℓ prennent la forme suivante :

(17) $$\begin{cases} u_o = f\left(x, \frac{\Pi}{\rho}, \frac{\Gamma}{\rho}, a \right) \\ \ell = f\left(x, \frac{\Pi}{\rho}, \frac{\Gamma}{\rho}, a \right) \end{cases}$$

a étant le rayon de l'injecteur.

D'après l'analyse dimensionnelle, les relations (17) peuvent s'écrire :

$$\frac{u_o}{U_j} = f\left(\frac{x}{a}, \frac{\Gamma}{\pi a}\right)$$

(18)

$$\frac{\ell}{a} = f\left(\frac{x}{a}, \frac{\Gamma}{\pi a}\right)$$

U_j étant la vitesse longitudinale, supposée uniforme, à la sortie de l'injecteur.

Le paramètre $\Gamma/\pi a$ a été utilisé par plusieurs auteurs, dont CRAYA et DARRIGOL (17) , CHIGIER et CHERVINSKY (11) , BEER et CHIGIER (5) pour définir l'intensité de rotation initiale du jet ou le paramètre de rotation ("swirl number" en anglais).

D'autres auteurs utilisent le débit de quantité de mouvement initial G_o au lieu de la poussée totale. UTRYSKO (68) introduit le nombre T :

$$T = \frac{\Gamma_o}{G_o}\,\frac{\ell}{a} \qquad (19)$$

Γ_o étant le moment cinétique initial du jet. Le facteur 2 est justifié par le fait que, dans le cas particulier d'un jet tournant en bloc et de vitesse longitudinale uniforme U_j, le paramètre T se réduit à :

$$T = \frac{W}{U_j} \qquad (20)$$

W étant la vitesse tangentielle à la distance a de l'axe à la sortie de l'orifice. L'intensité de rotation est ainsi définie par le rapport de deux vitesses. Dans ce cas particulier, le nombre T est l'inverse du nombre de ROSSBY, couramment utilisé dans la littérature sur les écoulements tournants.

Deux études très complètes ont été récemment consacrées aux jets libres tournants. CRAYA et DARRIGOL (17) ont considéré des valeurs de Λ :

$$\Lambda = \frac{\Gamma}{\pi a} \qquad (21)$$

comprises entre 0 et 1,58 ; CHIGIER et CHERVINSKY (11) ont fait varier ce paramètre entre 0 et 0,65.

1.2. ECOULEMENTS DANS UN CONDUIT CYLINDRIQUE

A - Relations de base

Considérons le cas général de l'écoulement non établi d'un fluide incompressible dans un conduit cylindrique de section circulaire. Nous supposons qu'il n'y a pas de singularité ni de débit dans le conduit, mais nous ne faisons pas d'hypothèse particulière à priori sur la distribution des vitesses, ni sur celle des pressions (Fig. 1.4), de sorte que le raisonnement peut être valable pour des écoulements tournants ou non, des jets ou des couches limites par exemple.

a) Théorème des quantités de mouvement

Soient deux sections S_1 et S_2 placées à des abscisses x_1 et x_2 et la surface fermée MNPQ s'appuyant sur ces deux sections et la paroi intérieure du tube, de rayon R.

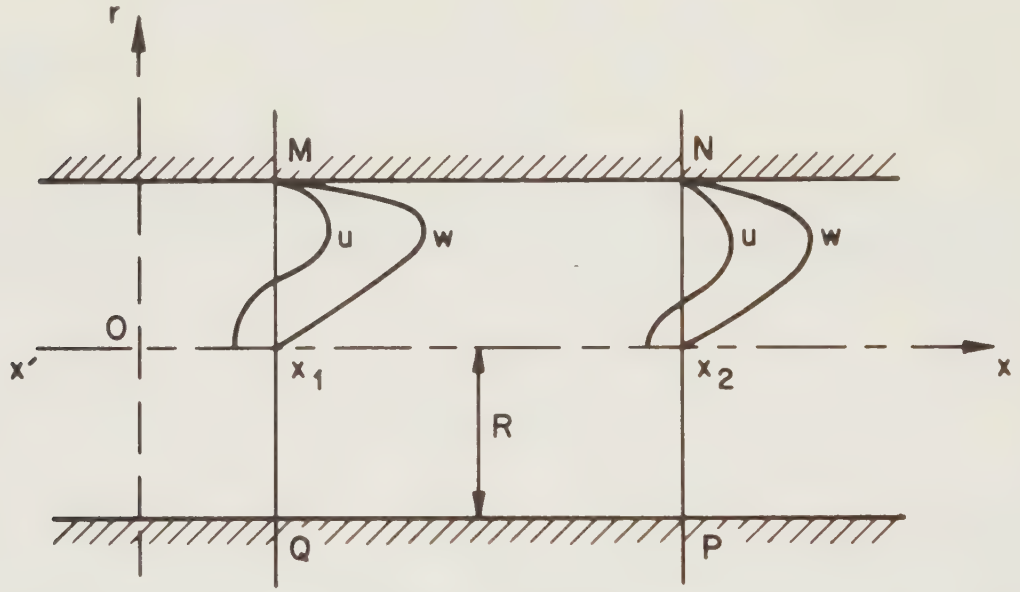


Fig. 1.4 - ECOULEMENT DANS UN CONDUIT CYLINDRIQUE

Appliquons le théorème d'Euler à la surface MNPQ, en projection sur l'axe Ox, τ_x étant la composante locale du frottement unitaire à la paroi sur l'axe Ox :

$$(22) \qquad \int_{S_2} 2\pi r \left(p^* + \rho u^2\right) dr - \int_{S_1} 2\pi r \left(p^* + \rho u^2\right) dr = -2\pi \mathcal{R} \int_{x_1}^{x_2} \tau_x \, dx$$

D'après la définition de la poussée totale Π (équation 15) :

(23) $$\Pi_2 = \Pi_1 - 2\pi R \int_{x_1}^{x_2} \tau_x \, dx$$

Π_1 et Π_2 étant les impulsions en x_1 et x_2 .

b) Théorème des moments de quantité de mouvement.

L'application du théorème des moments de quantité de mouvement à la surface MNPQ conduit à la relation :

(24) $$\int_{S_2} 2\pi r^2 \rho w \, dr = \int_{S_1} 2\pi r^2 \rho w \, dr - 2\pi R^2 \int_{x_1}^{x_2} \tau_t \, dx$$

τ_t étant la composante tangentielle du frottement unitaire, à la paroi.

D'après la définition du moment cinétique Γ (équation 16) :

(25) $$\Gamma_2 = \Gamma_1 - 2\pi R^2 \int_{x_1}^{x_2} \tau_t \, dx$$

c) Impulsion réduite. Généralisation du critère de CRAYA-CURTET.

En vue de l'étude des jets confinés dans des conduits cylindriques, CRAYA et CURTET (18) ont introduit un paramètre sans dimension en considérant trois invariants de l'écoulement :

1°) Le débit Q circulant dans le conduit
2°) Le rayon R du tube cylindrique
3°) La poussée totale unitaire Π / ρ , si le terme de frottement peut être négligé dans la relation (23).

Les trois invariants Q, R et Π peuvent être regroupés dans un nombre sans dimension :

(26) $$\frac{\pi \Pi R^2}{\rho Q^2} = \text{Impulsion réduite}$$

Ce critère a été établi à l'origine pour les jets confinés non tournants, mais il demeure valable pour un écoulement permanent en moyenne quelconque dans un tube cylindrique de section circulaire. On notera que ce nombre est défini à une constante près, puisqu'il comporte un terme de pression : ce point sera précisé plus loin.

d) Intensité de rotation.

Pour l'étude de l'écoulement tournant dans un tube cylindrique de section circulaire, on peut effectuer, pour caractériser la rotation, un raisonnement analogue à celui qui vient d'être rappelé pour l'impulsion réduite.

En effet, dans l'hypothèse où le terme de frottement est négligeable dans la relation (25), on retrouve trois invariants :

1°) Le débit Q total
2°) Le rayon R du tube cylindrique
3°) Le moment cinétique Γ

Ces trois invariants peuvent être regroupés sous la forme suivante qui définit le paramètre I_R de rotation que nous employerons dans la suite :

(27) $$I_R = \frac{2\pi \Gamma R}{\rho Q^2}$$

Cette relation peut être présentée sous la forme suivante, si l'on tient compte de la définition du moment cinétique :

(28) $$I_R = 4 \int_0^R \frac{u}{U} \frac{w}{U} \frac{r^2}{R^2} \frac{dr}{R}$$

U étant la vitesse moyenne dans le conduit : $U = Q / \pi R^2$

Dans le cas particulier d'un fluide tournant en bloc et ayant une vitesse longitudinale uniforme dans l'ensemble du tube :

$$w = \Omega r \qquad \text{et} \qquad W = \Omega R$$

et l'intensité de rotation se réduit à :

$$I_R = W / U$$

c'est à dire à la tangente de l'angle que forme la vitesse à la paroi avec l'axe du tube. On obtient ainsi une définition particulièrement simple de l'intensité de rotation.

e) Evolution d'un écoulement le long du conduit.

Considérons une variable $\mathcal{V}$ caractéristique des profils de vitesses ou de pression à l'abscisse x (par exemple vitesse longitudinale maximale, largeur efficace, pression minimale, etc...). Cette variable s'exprime ainsi en fonction des invariants :

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}\left(x, \frac{\Pi}{\rho}, \frac{\Gamma}{\rho}, Q, \mathcal{R}\right)$$

ou d'après les regroupements précédents :

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}\left(x, \frac{\pi \Pi \mathcal{R}^2}{\rho Q^2}, I_{\mathcal{R}}\right) \tag{29}$$

L'évolution de la variable considérée en fonction de l'abscisse x dépend donc de deux paramètres, l'impulsion réduite et l'intensité de rotation, qui dans la généralité des cas sont indépendantes l'une de l'autre.

B - Jet confiné non tournant

a) Paramètres caractéristiques.

1 - Nombres de CRAYA-CURTET.

Pour définir l'impulsion relative, CRAYA et CURTET [18] ont choisi l'origine des pressions de telle sorte que le plan d'origine des charges soit celui de l'écoulement ambiant, à l'entrée du conduit. D'après l'équation de Bernoulli :

$$\rho g H_a = p_a^* + \frac{\rho U_a^2}{2} = 0 \tag{30}$$

H_a, p_a^* et U_a étant la charge, la pression statique étoilée et la vitesse ambiante U_a réparties uniformément dans la section d'entrée (Fig. 1.5).

L'expérience montre que, sur une longueur X du tube comptée à partir de l'entrée, le jet entraîne l'écoulement ambiant et la région du mélange n'a pas encore atteint la couche limite de paroi, comme le montre la figure (1.5). En une section d'abscisse x , la distribution des vitesses comporte trois régions : celle du mélange turbulent, caractérisée par une couche d'allure gaussienne présentant un maximum u_o sur l'axe, un palier correspondant au débit non encore entraîné, de vitesse u_1 , et la

couche limite près de la paroi du tube. La vitesse ambiante u_1 diminue au fur et à mesure que l'abscisse x augmente, tandis que la pression étoilée p_1^* augmente.

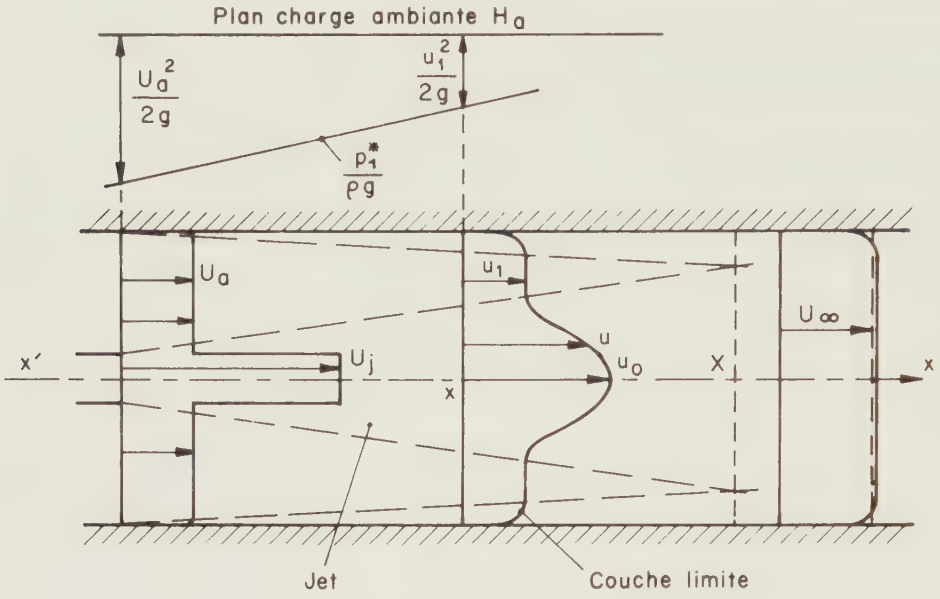


Fig. I.5 - SCHÉMA DU JET CONFINÉ

Si la perte de charge est négligeable dans le fluide ambiant, entre O et X, les termes p_1^* et u_1 sont reliés par l'équation de Bernoulli, laquelle, compte-tenu de (30), s'écrit :

$$p_1^* = -\rho \frac{u_1^2}{2} \tag{31}$$

Si l'on admet de plus une répartition hydrostatique des pressions en chaque section du conduit, par suite de la faible inclinaison des filets fluides par rapport à l'axe, l'impulsion Π prend la forme :

$$\Pi = \int_0^R \rho \left(u^2 - \frac{u_1^2}{2}\right) 2\pi r\, dr \tag{32}$$

Considérons maintenant, comme l'ont fait les auteurs [18], le cas limite où la vitesse du jet et celle du fluide ambiant sont égales dans la section d'entrée. Dans ce cas :

$$u = u_1 = U_j = U_a = U$$

U étant la vitesse moyenne définie par :

(33) $$U = \frac{Q}{\pi R^2}$$

Dans ces conditions, le paramètre d'impulsion réduite (éq. 26) devient égal à $\frac{1}{2}$.

CRAYA et CURTET ont déini un paramètre appelé m tel que celui-ci soit nul dans le cas particulier où les deux veines (jet et fluide ambiant) ont la même vitesse initiale. Il en résulte :

(34) $$m + \frac{1}{2} = \frac{\pi \Pi R^2}{\rho Q^2}$$

BECKER, HOTTEL et WILLIAMS [74], qui s'intéressaient plus particulièrement à l'aérodynamique des fours à flamme de diffusion, ont proposé d'appeler :

(35) $$\frac{1}{\sqrt{m}} = Ct$$

Ct étant le nombre de CRAYA-CURTET, devenu depuis lors classique dans la littérature sur l'aérodynamique des flammes.

2 - Paramètre de THRING-NEWBY

Soient G_o, G_a et G_∞ les débits de quantité de mouvement du jet et du fluide ambiant dans la section d'entrée, et de l'écoulement résultant après mélange. Pour des répartitions de vitesses uniformes U_j , U_a et U_∞ :

(36) $$\begin{cases} G_o = \rho \pi a^2 U_j^2 \\ G_a = \rho \pi (R^2 - a^2) U_a^2 \\ G_\infty = \rho \pi R^2 U_\infty^2 \\ Q = \pi R^2 U_\infty = \pi a^2 U_j + \pi (R^2 - a^2) U_a \end{cases}$$

L'impulsion totale s'écrit :

(37) $$\Pi = G_o + G_a - \frac{G_a}{2} \frac{R^2}{R^2 - a^2}$$

et le nombre m (équ. 34) : $$m = \frac{\pi R^2}{\rho Q^2} \left(G_o + G_a - \frac{G_a}{2} \frac{R^2}{R^2 - a^2} \right) - \frac{1}{2}$$

et comme :

$$Q^2 = \frac{G_\infty}{\rho} \pi R^2$$

(38) $$m = \frac{1}{G_\infty} \left(G_o + G_a - \frac{G_a}{2} \frac{R^2}{R^2 - a^2} \right) - \frac{1}{2}$$

En vue de l'étude des fours à flamme de diffusion, THRING et NEWBY [66] ont admis que le débit de quantité de mouvement secondaire G_a était négligeable devant celui du jet G_o. Dans ce cas, la relation (38) conduit à :

(39) $$m + \frac{1}{2} = \frac{G_o}{G_\infty} = \frac{1}{Th^2}$$

Th étant le nombre de THRING-NEWBY, bien connu dans la littérature sur les flammes. En pratique, ce nombre est utilisé sous la forme particulièrement simple :

(40) $$Th = \frac{Q_j + Q_a}{Q_j} \frac{a}{h}$$

Q_j et Q_a étant les débits du jet et du fluide ambiant.

L'expression (39) montre que, dans la gamme où l'approximation de THRING-NEWBY est valable, les deux paramètres m et Th sont équivalents. Pour les valeurs élevées de m , les deux nombres Ct (éq. 35) et Th sont même sensiblement égaux.

A titre documentaire, nous avons reproduit sur la figure 1.6 un graphique extrait de [18] permettant d'évaluer l'approximation apportée par le nombre de THRING-NEWBY par rapport au critère m plus rigoureux, en fonction des conditions initiales à l'entrée du conduit.

b) Notion de recirculation (Fig. 1.7)

Si, pour un débit donné du jet, on fait décroître la vitesse ambiante à partir d'une valeur égale à celle du jet, dans un conduit cylindrique donné, on voit apparaître, pour une certaine valeur de la vitesse ambiante, des courants dirigés en sens inverse du courant principal. Une région de "recirculation" est ainsi décelée, et cette région se développe de plus en plus, au fur et à mesure que l'on fait décroître la vitesse ambiante, jusqu'à envahir tout le conduit lorsque le débit ambiant s'annule.

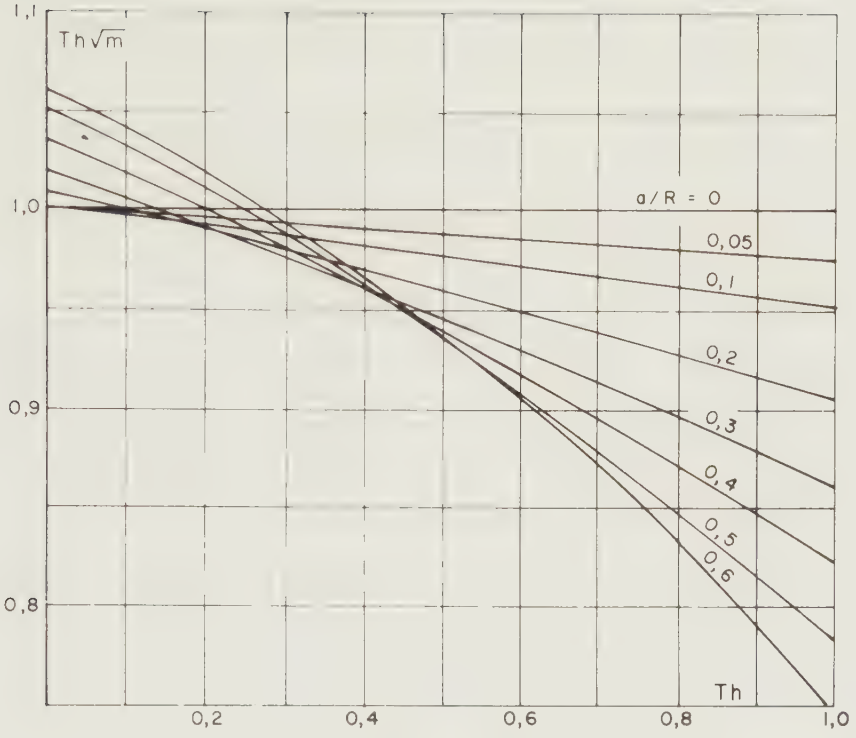


Fig. I.6 - RAPPORT ENTRE Th ET m D'APRÈS CURTET [18]

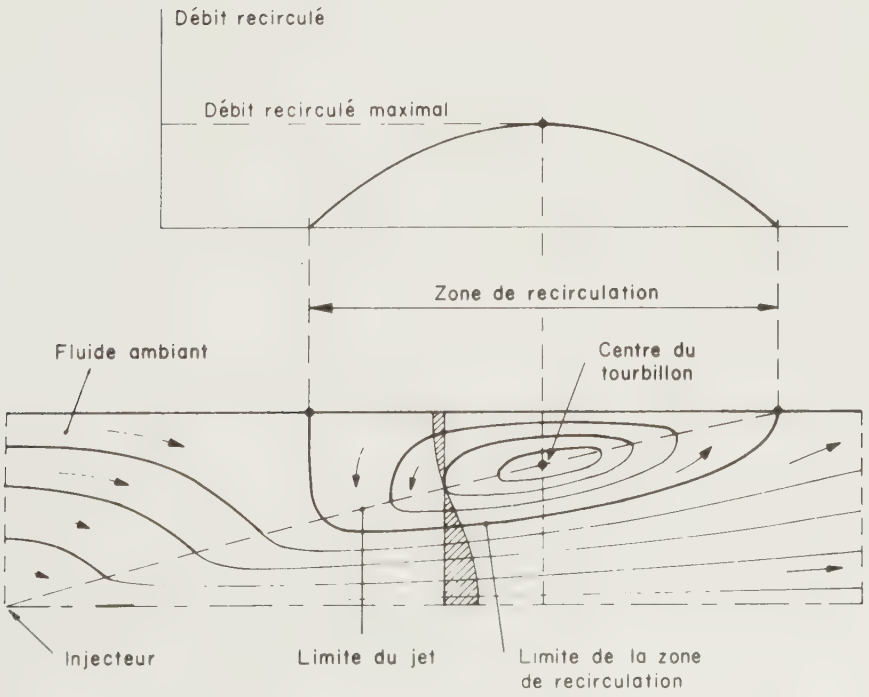


Fig. I.7 - SCHÉMA DE LA RECIRCULATION [d'après 18]

L'apparition de la recirculation a été interprétée de deux manières différentes :

- Selon THRING et NEWBY [66], si le jet atteint la paroi avant d'avoir entraîné la totalité du débit ambiant, il n'y a pas de recirculation. Si au contraire, il a déjà entraîné tout le débit ambiant, il doit s'entraîner lui-même, d'où la naissance de courants de retour.

- Selon CRAYA et CURTET [16], la théorie des jets confinés, qu'ils ont developpée, montre que dans certains cas, la vitesse ambiante peut décroître jusqu'à devenir nulle : il en résulte un effet de décollement analogue à celui d'une couche limite.

Il se trouve que les deux hypothèses conduisent à des valeurs pratiques du même ordre de grandeur, en accord d'ailleurs avec les résultats expérimentaux. Pour fixer les idées, il suffit de rappeler la règle bien connue :

$Ct < 1$ recirculation

$Ct > 1$ pas de recirculation

c) Etudes expérimentales sur les jets confinés de révolution.

La figure 1.8., extraite de [85], résume les principales études expérimentales effectuées au cours des vingt dernières années sur les jets confinés dans des tubes cylindriques de section circulaire. Les chiffres entre crochets renvoient aux références bibliographiques correspondantes.

En abscisses, est porté le rapport du rayon R du conduit au rayon a de l'injecteur. En ordonnées, est indiquée la longueur L du tube sur laquelle ont été effectuées les mesures, rapportée au diamètre 2R du tube.

Les travaux de BECKER [73] et ceux de BARCHILON [1] ont été plus spécialement consacrés aux jets en présence de recirculation, tandis que les autres travaux cités sont relatifs à des écoulements sans courants de retour. A titre indicatif, nous avons porté sur la figure 1.8. les conditions de l'étude actuelle, bien qu'elle concerne en fait un sujet très différent : en effet, aucun des auteurs cités n'a considéré un écoulement ambiant tournant.

d) Jet confiné dans un écoulement tournant.

Parmi une abondante littérature sur les écoulements tournants, nous n'avons à vrai dire trouvé qu'une seule étude qui se rapproche vraiment de la nôtre, celle

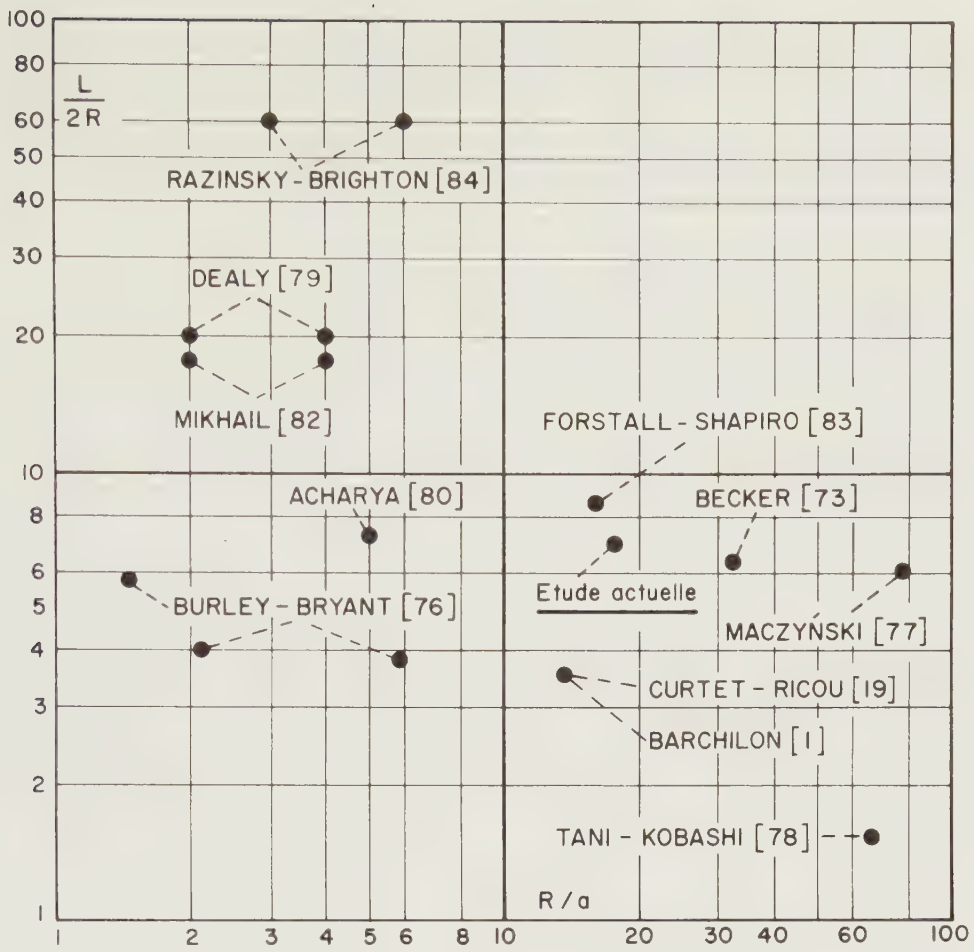


Fig. I.8 - ÉTUDES EXPÉRIMENTALES SUR LES JETS RONDS CONFINÉS (d'après 85)

effectuée par CLUIS (12) aux Laboratoires de Mécanique des Fluides de l'Université de Grenoble.

Le dispositif expérimental utilisé par cet auteur fonctionnait à l'eau et les conditions, pour les essais principaux, étaient les suivantes :

- Débit du jet : 1,33 ℓ/s
- Débit ambiant : 15 ℓ/s
- Rayon du conduit cylindrique : 81 mm
- Rayon de la buse d'injection : 6 mm

D'après l'équation 40, ces conditions permettent de calculer le nombre de THRING, qui est de :

$$T_h = 0,835$$

et correspond à une faible recirculation.

La rotation du fluide ambiant était assurée par un jeu de pales orientables, dont la position était définie par l'angle α . Pour les différents angles étudiés, les valeurs du moment cinétique Γ et de l'intensité de rotation I_R à l'entrée du tube étaient les suivantes :

α°	Γ (kgpm)	I_R
0	0	0
20	0,1483	2,77
40	0,3149	5,89
60	0,5077	9,49

Rappelons que l'intensité de rotation est définie par l'équation 27. Les quatre valeurs de I_R ont été portées sur le graphique de la figure 1.9, en fonction du nombre de THRING.

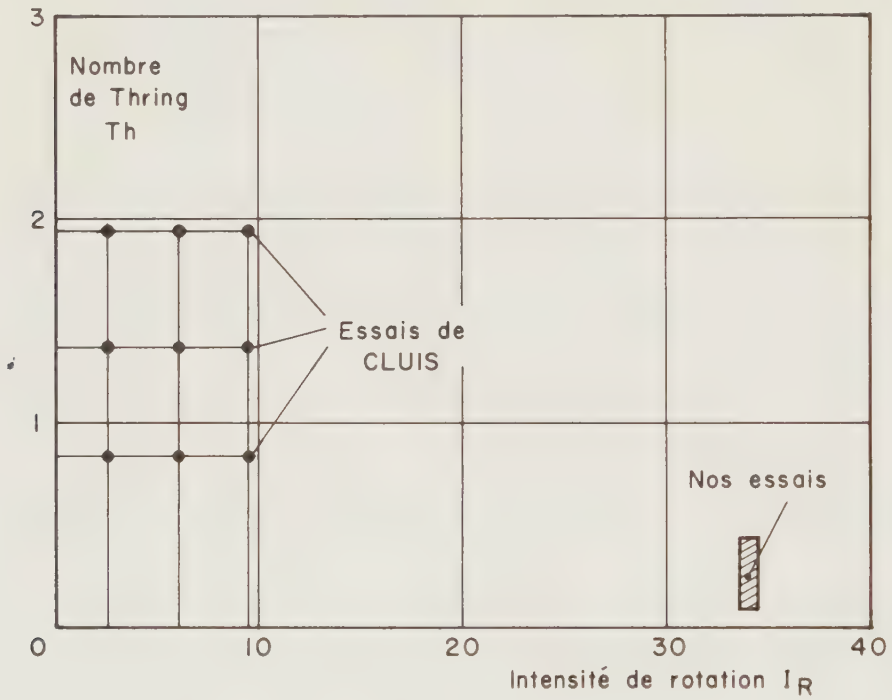


Fig. I.9 - COMPARAISON ENTRE NOS CONDITIONS EXPÉRIMENTALES ET CELLES DE CLUIS [12]

Des essais complémentaires ont par ailleurs été effectués par CLUIS. Le débit du jet devenait égal à 1,33 ℓ/s et les angles α à 0 - 20 - 40 et 60°. Les débits ambiants étaient de 25 et 35 ℓ/s. Ces essais correspondent, sur le graphique de la figure 1.9, à des nombres de THRING de 1,39 et 1,95, c'est à dire à des écoulements sans recirculation pour des jets confinés habituels.

1.3. CONDITIONS EXPERIMENTALES DE L'ETUDE ACTUELLE.

A - Mise en rotation du fluide ambiant.

Sur le dispositif que nous utilisons, le fluide ambiant est mis en rotation par une série d'aubages fixes, disposés selon une couronne en amont d'un convergent qui précède le conduit de mesures.

Par sa conception même, ce système engendre une rotation dont l'intensité est pratiquement indépendante du débit admis à travers les aubes, comme on peut le montrer par le calcul simple qui suit.

La figure 1.10 rassemble les principales notations. Chaque aubage est constitué par une plaque de longueur 2m, de largeur ℓ , et d'épaisseur δ . Les milieux A, B, C ... des sections sont placés sur un cercle de centre O et de rayon R_a ; la distance séparant deux points successifs, A et B par exemple, est égale à b . Chaque aube est inclinée de l'angle Φ par rapport à la droite passant par son milieu et le centre, OA par exemple. La distance AB = b est supposée assez petite devant le rayon R_a pour que b représente à la fois le segment AB et l'arc AB compté sur le cercle de rayon R_a.

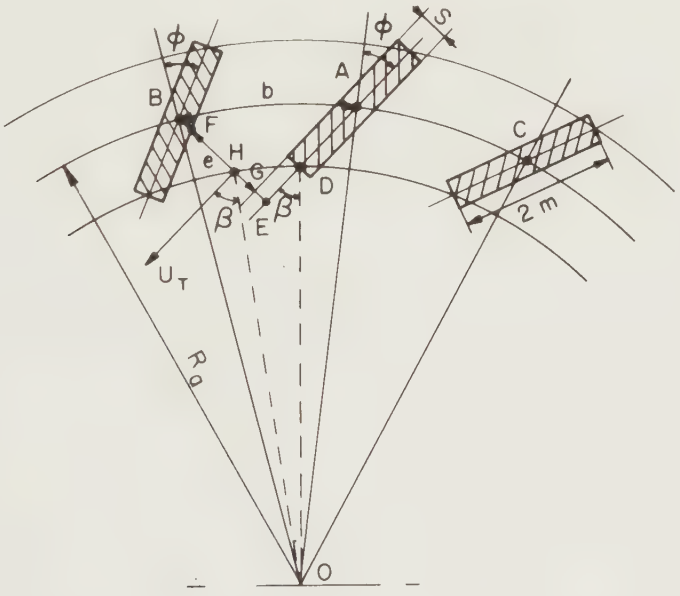


Fig. 1.10 - PRINCIPE DE LA MISE EN ROTATION DU FLUIDE AMBIANT

Soit n le nombre des aubages et Q le débit total à travers la couronne. Nous définissons une vitesse U_T , caractéristique de l'écoulement à travers les aubes, de la manière suivante : soit BE la perpendiculaire abaissée du point B sur le grand axe AD de l'aube voisine, et l'écartement e défini par la distance FG représentée sur la figure 1.10 :

$$U_T = \frac{Q}{nel}$$

avec $$e = b\cos\phi - s$$

Sur la figure 1.10, la vitesse U_T représentée passe par un point H situé sur le cercle de rayon OD ; nous admettrons par ailleurs qu'elle est inclinée par rapport au rayon OH d'un angle égal à $\widehat{ODE} = \beta$. Dans le triangle ODA :

$$\frac{OD}{\sin\phi} = \frac{OA}{\sin\beta}$$

On peut introduire la circulation Γ_c de la vitesse U_T le long de ce cercle :

$$\Gamma_c = 2\pi U_T\, OD \sin\beta = \frac{2\pi Q R_a \sin\phi}{nel}$$

La circulation Γ_c représente le mouvement rotatif communiqué au fluide. Pour la comparer à une caractéristique du mouvement axial dans le conduit de mesures, nous convenons d'introduire le produit UD de la vitesse moyenne U dans le conduit par son diamètre D. De sorte que l'intensité initiale de rotation dans la couronne d'aubages est définie par le paramètre I_c tel que :

$$I_c = \frac{\Gamma_c}{UD} = \frac{\pi^2 D^2 R_a \sin\phi}{4nel}$$

On constate que l'intensité de rotation est effectivement indépendante du débit, comme nous voulions le montrer. Elle ne dépend que de la géométrie de la couronne d'aubages et du diamètre du conduit de mesures.

B - Conditions expérimentales

Nous considérerons au cours des essais plusieurs valeurs du débit ambiant :

5 - 4 - 3 - 2 et 1 litre/seconde

ainsi que plusieurs valeurs du débit du jet :

2 - 1,5 - 1 et 0,75 litre/seconde

Le rayon du tube cylindrique est de 108 mm, le rayon de sortie de la buse d'injection est de 6 mm.

Dans ces conditions, le nombre de THRING peut varier de 0,08 à 0,43. Ces valeurs se traduiraient, pour un jet confiné non tournant, par une recirculation très marquée.

Nous venons de voir que le système d'aubages fixes utilisé conduit à une intensité de rotation constante et indépendante du débit. L'expérience confirme cette prévision [48] et montre que l'intensité de rotation I_R définie plus haut à l'entrée du tube cylindrique, est égale à $I_R = 34$.

A l'aide de ces données, il est possible de reporter sur la figure 1.9 la gamme de nos mesures. On voit que cette gamme correspond à des nombres de THRING beaucoup plus faibles que ceux de CLUIS, ainsi qu'à des intensités de rotation beaucoup plus élevées.

Du fait que nous opérons dans un domaine complètement différent du seul travail qui ait été accompli dans une voie analogue à la nôtre, il est permis d'escompter des résultats nouveaux.

1.4. CONCLUSION

Les raisonnements qui viennent d'être présentés font apparaître, par simple application des lois générales de la Mécanique, deux paramètres qui jouent un rôle primordial sur l'écoulement non établi dans un conduit cylindrique de section circulaire. Ces deux nombres sont l'impulsion réduite et l'intensité de rotation, traduisant sous forme adimensionnelle l'invariance de la poussée totale et du moment cinétique le long du tube, les frottements à la paroi étant négligés.

Notons pour terminer que , en vue de simplifier la présentation, nous n'avons pas tenu compte des termes de fluctuations ; pour un exposé plus complet, il y aurait lieu d'écrire pour la poussée totale :

$$\Pi = \int_0^r \left(p^* + \rho u^2 + \rho \overline{u'^2} \right) 2\pi r \, dr$$

et pour le moment cinétique :

$$\Gamma = \int_0^r \rho \left(uw + \overline{u'w'} \right) 2\pi r^2 \, dr$$

CHAPITRE 2

DISPOSITIF EXPERIMENTAL TECHNIQUES DE MESURES ET DE VISUALISATION

2.1. PRINCIPE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La figure 2.1 montre les principaux éléments de l'installation, dont la description détaillée sera donnée plus loin.

Nous nous proposons d'étudier le comportement d'un jet émis dans un écoulement à haute intensité de rotation. Dans une première phase, l'axe du jet et celui de l'écoulement sont confondus, comme l'indique la figure 2.1. Dans un stade ultérieur, le jet peut être mis en rotation autour de son axe, ou déplacé par rapport à la position initiale, grâce à des systèmes non représentés sur la figure 2.1.

Les principaux éléments de l'installation sont :

- Le système de mise en rotation du fluide ambiant, comportant une série d'aubages plans.
- Le convergent d'amenée du fluide ambiant au conduit cylindrique dans lequel débouche le jet.
- Le conduit cylindrique comportant à son extrémité aval un coupe-tourbillon.
- le tube d'injection et la buse par laquelle sort le jet.
- Le flasque ou hublot placé en amont du convergent.

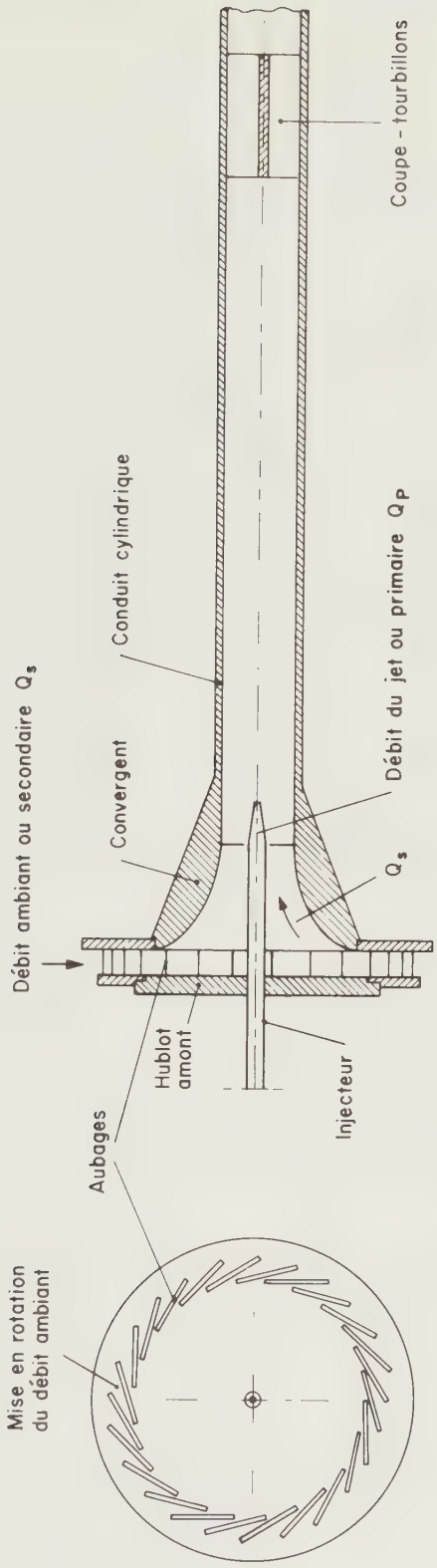


Fig. 2.1 SCHÉMA DE PRINCIPE DU DISPOSITIF

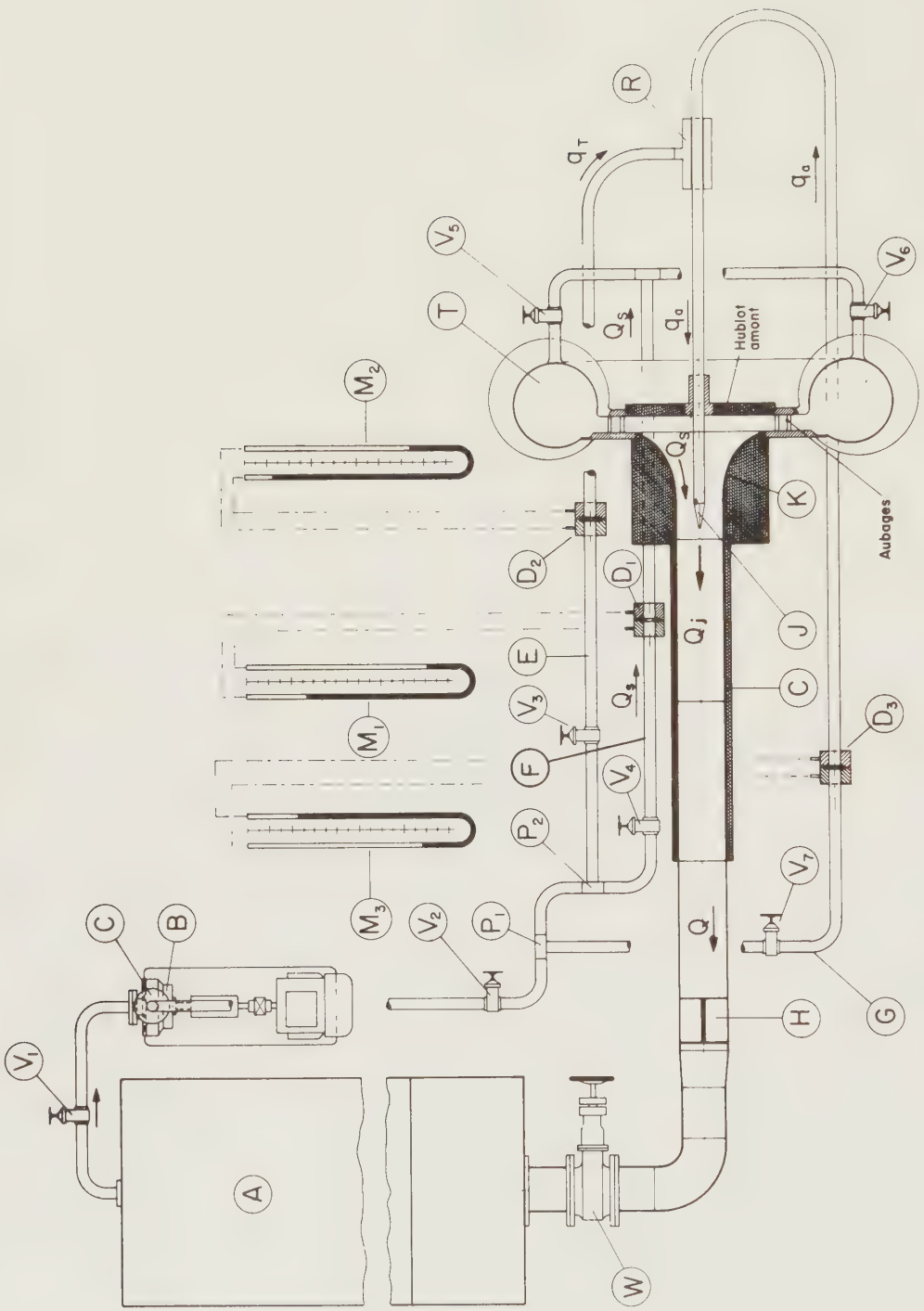


Fig. 2.2 - VUE D'ENSEMBLE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le débit du jet est appelé débit primaire Q_j.

Le débit du fluide ambiant est le débit secondaire Q_s. La somme $Q_j + Q_s$ est le débit total Q.

2.2. DESCRIPTION DE L'INSTALLATION

L'ensemble du dispositif expérimental est représenté sur la figure 2.2.

Le débit total d'eau Q est aspiré par la pompe B dans la capacité générale A, et refoulé à travers une tuyauterie passant par le filtre C ; en P_1 et P_2 se trouvent deux embranchements conduisant à une répartition du débit dans les conduites E, F et G. La partie du débit s'écoulant dans la conduite F passe à travers le diaphragme de mesure D_1 et arrive à la chambre torique T ; de cette chambre, l'eau s'écoule à travers les aubages de mise en rotation et constitue le débit secondaire Q_s pénétrant dans le convergent K, puis dans le conduit cylindrique C.

L'eau circulant dans la conduite E passe à travers le diaphragme D_2 et arrive dans la chambre R, où elle constitue le débit tangentiel q_t permettant de mettre le jet en rotation.

Le débit axial q_a du jet est admis par la conduite G à travers le diaphragme D_3 jusqu'à la chambre R. La somme des débits q_a et q_t constitue le débit primaire Q_j du jet, débouchant par la buse J au sein du fluide ambiant, à l'entrée du conduit cylindrique C.

A l'extrêmité aval du tube cylindrique, se trouve le coupe-tourbillon H et la vanne de réglage W, branchée sur le circuit de retour à la capacité générale A.

Des vannes V_1, V_2, V_3, V_4, V_5, V_6 et V_7 permettent le contrôle des conditions d'écoulements. Les diaphragmes de mesure sont reliés à des manomètres M_1, M_2 et M_3 représentés sur la figure 2.2.

2.3. QUELQUES DETAILS TECHNIQUES SUR L'INSTALLATION.

2.3.1. RESERVOIR D'EAU

La réserve d'eau est contenue dans une capacité de longueur 2,50 m et de section carrée 1 m^2. Le bac est en tôle d'acier et sa paroi intérieure a été revêtue de plaques de matière plastique, pour éviter une pollution de l'eau par des particules de métal ou de peinture. Un couvercle en matière plastique protège la surface libre de l'eau de la poussière. Au cours des essais, nous avons maintenu la température de l'eau sensiblement constante en faisant couler à travers le réservoir un débit d'eau de ville, de manière à compenser l'élévation de température due à l'échauffement par la pompe.

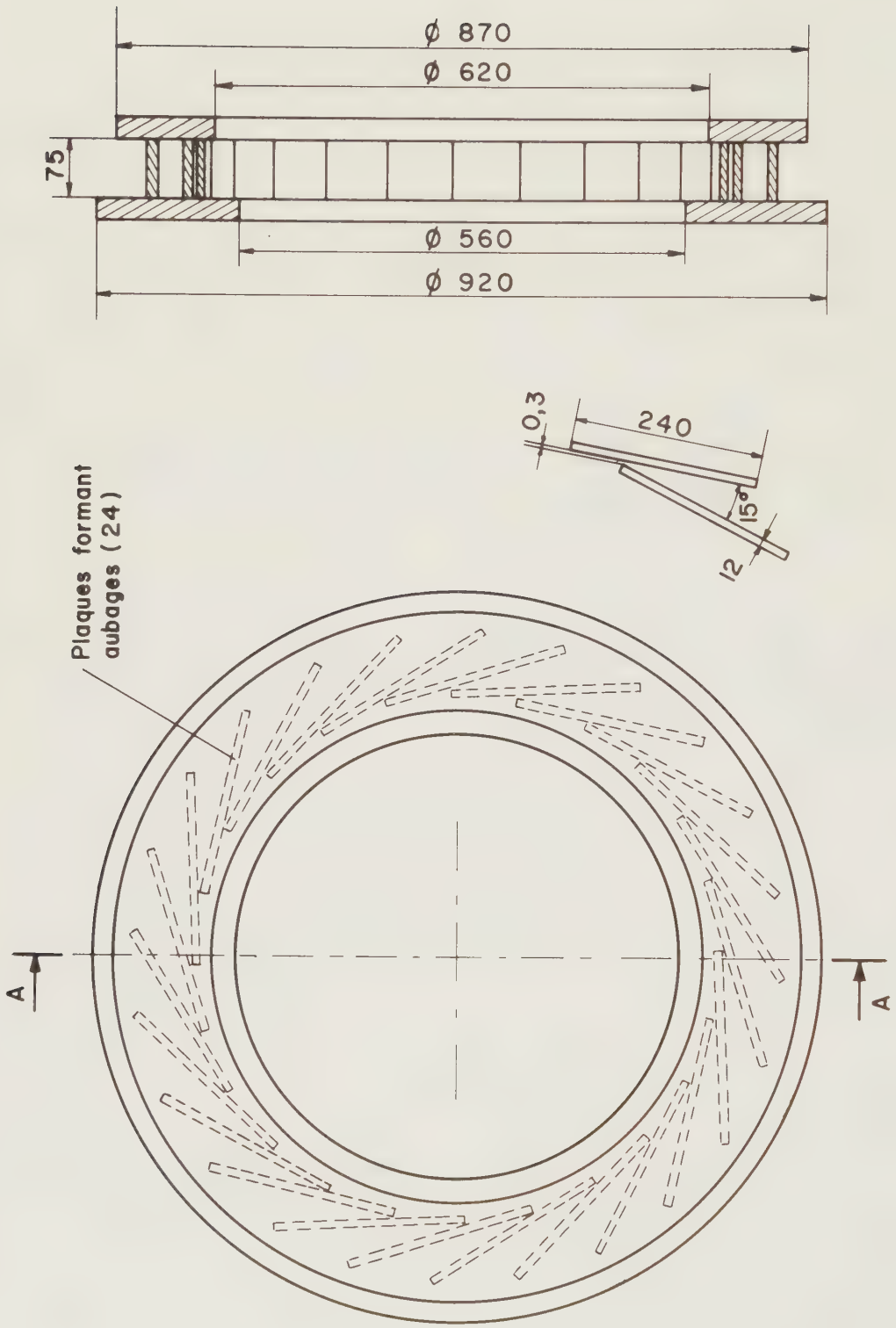


Fig. 2.3 MISE EN ROTATION DU DÉBIT AMBIANT

2.3.2. SYSTEME DE FILTRES

Par suite des passages étroits ménagés entre les aubes de mise en rotation, et correspondant à des fentes de 0,3 mm de largeur, nous avons dû traiter l'eau, puis la filtrer avant de la faire passer dans l'installation.

Pour éviter, dans l'ensemble des tuyauteries, l'entartrage, la corrosion et la rouille, nous avons traité l'eau au préalable en la faisant passer à travers un appareil "Mikrophos" avant de la recueillir dans la capacité générale.

Au cours du fonctionnement normal de l'installation, l'eau provenant du réservoir traverse les filtres C (Fig. 2.2) avant de circuler dans les tuyauteries.

Les filtres sont constitués par trois grilles métalliques dont les mailles ont un diamètre de 0,09 mm environ. Ces grilles sont placées à l'intérieur de deux autres grilles beaucoup plus robustes, dont les mailles ont 0,7 mm de diamètre, et qui donnent plus de rigidité à l'ensemble.

Ces treillis, fixés sur un chassis circulaire, s'insèrent à l'emboîture de deux conduites cylindriques de 17 cm de diamètre et de 11 cm de longueur. Sur leur deux extrêmités libres sont fixés des réducteurs permettant d'adapter l'ensemble sur des tuyaux de 50 mm de diamètre.

2.3.3. GROUPE DE POMPAGE

L'ensemble des débits d'eau s'écoulant dans l'installation a été fourni, au cours de nos essais, par une pompe centrifuge couplée à un moteur électrique triphasé 380 V et d'une puissance de 4,5 CV.

La pompe peut donner un débit de 32,4 m^3/h pour une hauteur manométrique de 44 mètres, soit 9 litres à la seconde. Au cours de nos travaux, le débit maximum utilisé a été de 7 litres/seconde.

2.3.4. ADMISSION DU DEBIT AMBIANT ET SYSTEME D'AUBAGES.

La chambre d'admission du fluide ambiant est une bâche de forme analogue à celle d'une turbine Francis, mais de section constante (voir figure 2.2. et 2.4.)

Elle est alimentée par deux conduites diamètralement opposées et son diamètre intérieur est de 36 cm. De ce fait, la vitesse d'approche de l'eau, pour le débit ambiant maximal (5 litres/seconde) est inférieure à 5 cm/s.

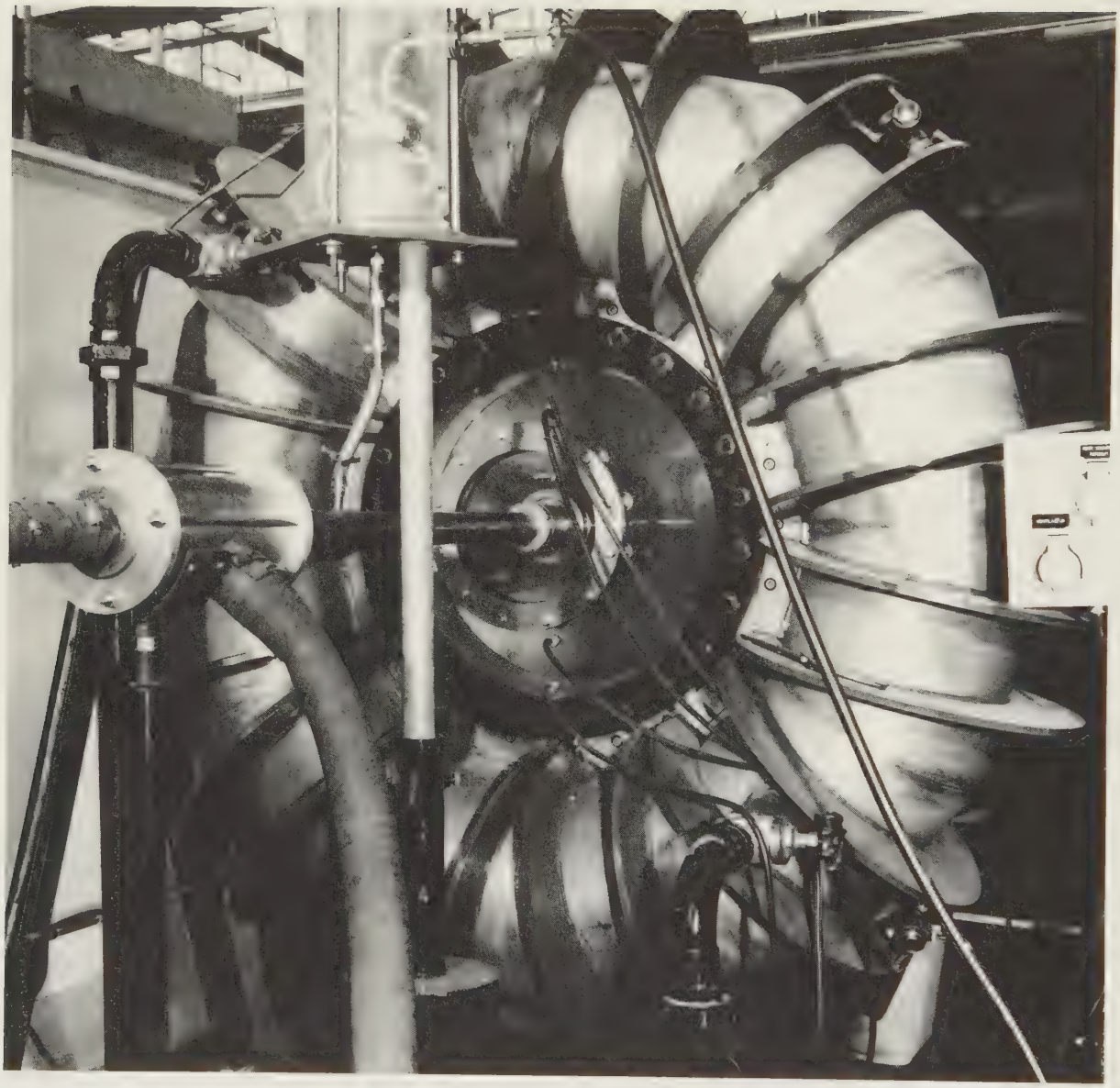


Fig. 2.4 - BÂCHE - HUBLOT AMONT - DÉPLACEMENT LATÉRAL DE L'INJECTEUR

La mise en rotation du débit ambiant est assurée par le dispositif schématisé sur la figure 2.3. Chacun des vingt quatre aubages est une plaque en acier inoxydable de longueur 225 mm, largeur 75 mm et épaisseur 12 mm. Chaque plaque est inclinée de 15° par rapport à sa voisine et de 69° par rapport à une ligne radiale passant par son centre. Un écartement de 0,3 mm est ménagé entre deux plaques consécutives et un jet d'eau sort par cette fente avec une vitesse moyenne qui a atteint 9,3 m/s pour le débit ambiant maximum de 5 l/s.

Les aubes sont fixées sur des brides en acier inoxydable qui s'enchassent dans des rainures ménagées à cet effet sur les flasques de la chambre d'admission.

2.3.5. HUBLOT AMONT ET DEPLACEMENT LATERAL DU TUBE D'INJECTION.

En arrière de la couronne d'aubages, se trouve un disque en plexiglas, appelé hublot amont par suite de sa transparence. Le disque, de diamètre 650 mm et d'épaisseur 50 mm, est fixé sur la bâche par une bride (voir figure 2.4).

Le tube d'injection passe à travers le hublot et, afin de ménager la possibilité de placer ce tube à différentes distances de l'axe du conduit principal, nous avons imaginé le système représenté sur la figure 2.5.

Dans le hublot, est percé un trou de diamètre 280 mm, dont le centre se trouve à 50 mm du centre du hublot. Dans le trou ainsi ménagé, vient se placer un petit disque en plexiglas, avec une tolérance suffisante pour que l'on puisse faire tourner à la main ce disque sur lui-même. Le tube d'injection passe à travers ce tampon et dans la position initiale, indiquée sur la figure 2.5 , le centre du tube est confondu avec l'axe du conduit, c'est à dire avec le centre du hublot. Il suffit de faire tourner le disque central, agissant à la manière d'un excentrique, pour décaler l'axe de l'injecteur par rapport à celui du conduit principal.

Le disque central est fixé sur le hublot grâce à une bride en acier. Sur la face interne de la bride, est gravée une graduation sur laquelle un index solidaire du disque permet de repérer son angle β de rotation par rapport à la position initiale. La correspondance entre l'angle β et la distance δ de l'axe du tube d'injection à l'axe de la conduite principale est donnée par la courbe portée sur la figure 2.6. On constate que cette courbe est relativement proche de la droite tracée en tirets.

Ce système, qui peut paraître à première vue relativement compliqué, présente l'avantage de permettre une étanchéité très bonne grâce à des joints toriques, ce qu'il ne serait pas possible d'obtenir avec un dispositif du type boutonnière par exemple. Il permet en outre un réglage continu de la distance. Notons enfin que

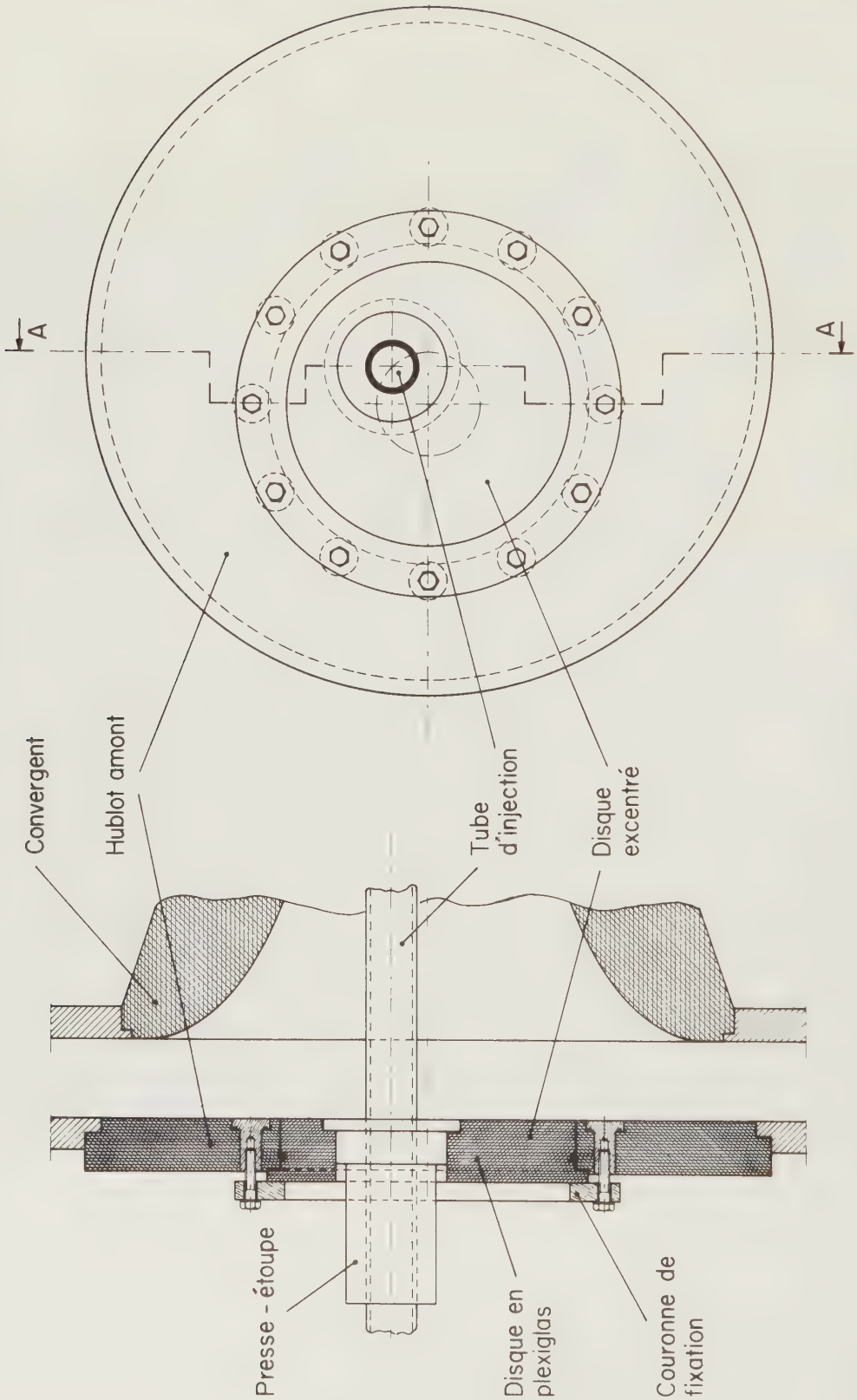


Fig. 2.5 - SYSTÈME DE DÉPLACEMENT LATÉRAL DU TUBE D'INJECTION

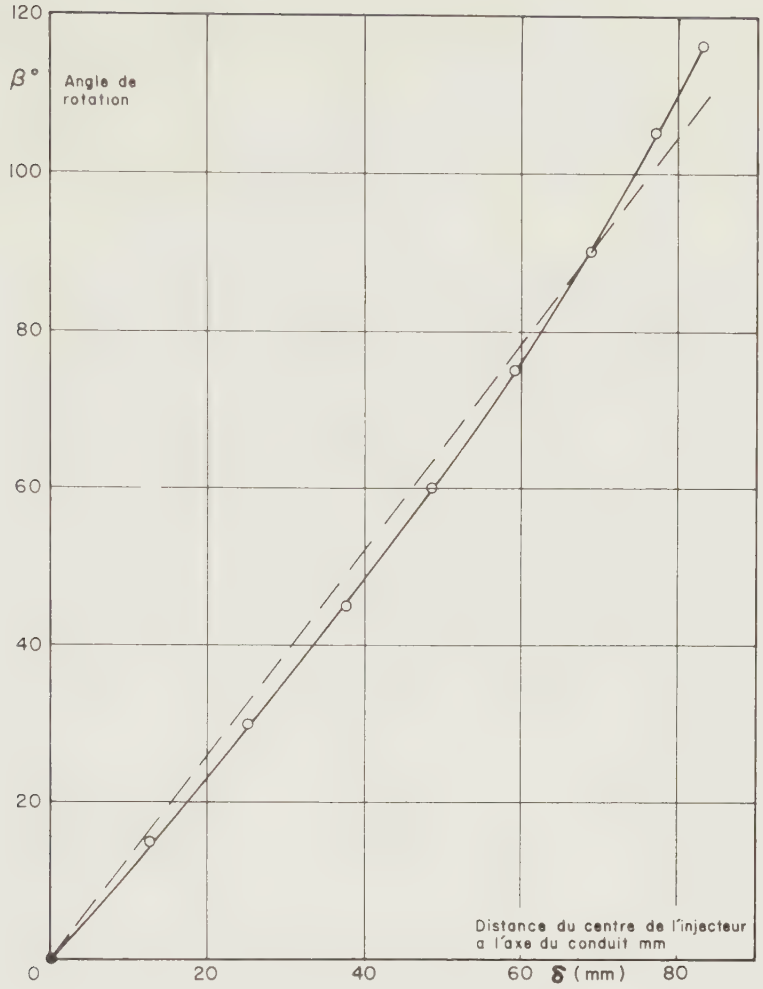


Fig. 2.6 - CORRESPONDANCE ENTRE L'ANGLE DE ROTATION DE L'EXCENTRIQUE ET LE DÉPLACEMENT RADIAL DE L'INJECTEUR .

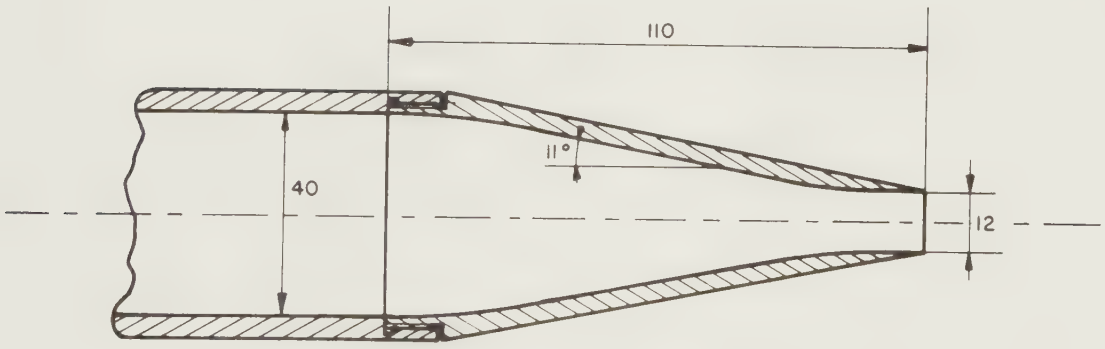


Fig. 2.7 - PROFIL DE LA BUSE D'INJECTION

l'on peut, grâce à la bride de fixation du hublot sur la bâche (figure 2.4) compenser à peu près la distance dont a été décalé le centre du tube d'injection par rapport au plan vertical du conduit d'essais. Cette correction a été utilisée lors des prises de vue photographiques, pour lesquelles il est plus commode de conserver le même plan diamètral en vue de la visualisation.

2.3.6. INJECTEUR ET MISE EN ROTATION DU DEBIT PRIMAIRE

a) Injecteur

Le tube d'injection est en laiton et a 40 mm de diamètre intérieur et 48,5 mm de diamètre extérieur. A l'extrêmité aval de ce tube, sont vissées des buses interchangeables.

Au cours de nos essais, nous avons utilisé une seule buse,ayant un diamètre intérieur de sortie de 12 mm, défini à 0,01 mm près. Un calibre de diamètre sensiblement égal permettait un contrôle fréquent de cette dimension, rendu nécessaire par un dépôt salin dû à une certaine dureté de l'eau dans laquelle se trouvait immergé l'injecteur. Il fallait en ce cas procéder à un nettoyage de la buse d'injection.

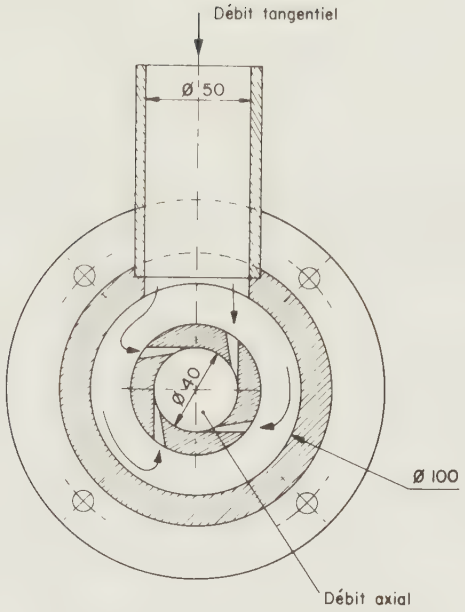
Le profil intérieur de la buse est un cône de demi-angle au sommet 11°, dont la génératrice se raccorde par un arc de circonférence à la génératrice d'un cylindre de longueur 10 mm précédant la sortie de l'ajutage (Fig. 2.7). Un tel profil est utilisé dans les Laboratoires de Mécanique des Fluides de l'Université de Grenoble depuis plusieurs années, et conduit à une répartition sensiblement uniforme dans le jet à la sortie de l'orifice : d'après des essais antérieurs le coefficient de forme de la courbe des vitesses est 0,95.

b) Système de mise en rotation du jet

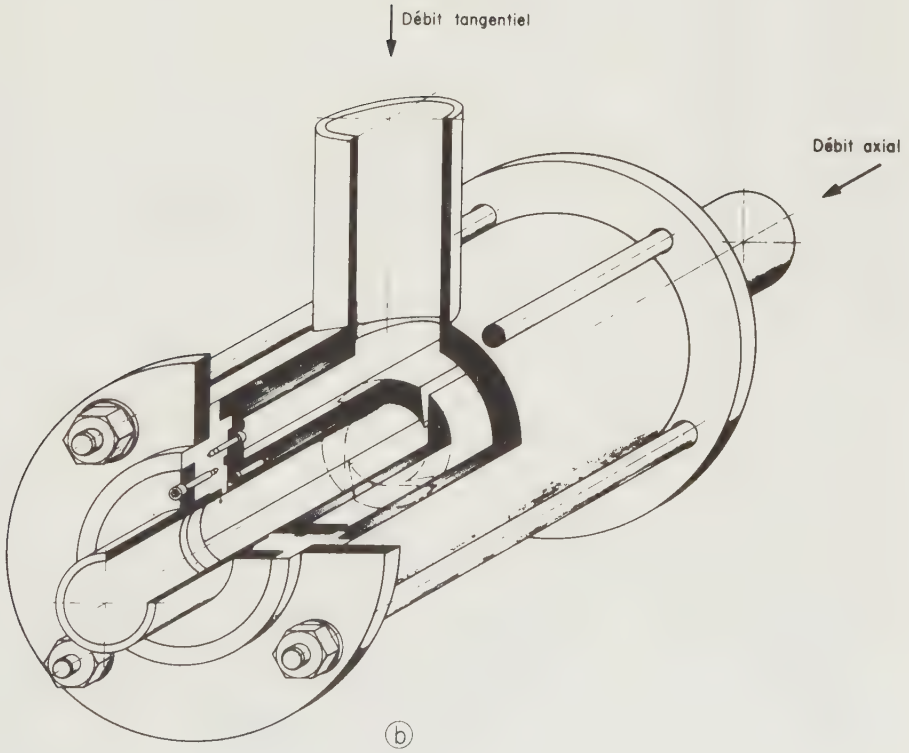
La figure 2.8 (a) et (b) montre les éléments du système de mise en rotation du jet, dont le flasque aval est situé à 1,20 m en amont de la sortie de la buse.

Le débit du jet provient de deux circuits, l'un amenant un débit axial q_a, l'autre un débit tangentiel q_t. Les deux veines viennent confluer dans la chambre R (Fig. 2.2) représentée en détail sur la figure 2.8.

L'écoulement axial circule dans le tube central, dont le diamètre intérieur est 40 mm. L'écoulement tangentiel arrive dans une chambre cylindrique concentrique



ⓐ



ⓑ

Fig. 2.8 - SYSTEME DE MISE EN ROTATION DU JET

au tube, et dont le diamètre intérieur est 100mm . Le débit tangentiel passe à travers quatre fentes ménagées dans la paroi du tube central et vient communiquer au débit axial un certain moment cinétique. La largeur minimale de chacune des fentes est 2 mm et la longueur d'une fente est de 200 mm.

A l'aide des vannes V_3 et V_7, il est possible de faire varier indépendamment les débits q_a et q_t, connus par ailleurs grâce aux diaphragmes D_3et D_2. On peut ainsi se donner différentes intensités initiales de rotation, à l'intérieur d'une gamme de valeurs dépendant du rapport q_t/Q_j. Nous avons choisi ce procédé parce qu'il présente deux avantages : il permet d'une part un réglage commode et continu de l'intensité de rotation du jet, et d'autre part, il ne nécessite pas la présence d'obstacles ou de partie mobile dans la conduite. Afin d'éviter que le niveau de turbulence ne soit trop élevé dans le jet, à la sortie de la buse, nous avons prévu entre la chambre de mise en rotation et la sortie du jet une longueur de 1,20 m, soit 30 diamètres du tube d'injection.

Les mesures globales permettent de déterminer le rapport du débit tangentiel q_t au débit total Q_j du jet. Ce paramètre définit une intensité de rotation du jet, dont il est intéressant de connaître la valeur, en vue de comparaisons éventuelles avec les résultats d'autres auteurs. On verra plus loin (chapitre 4) comment nous avons évalué cette intensité de rotation.

2.3.7. CONVERGENT ET CHAMBRE DE MESURE.

En vue d'une étude antérieure sur la structure d'un écoulement tournant [48] le convergent et la conduite cylindrique ont été usinés dans la masse,à partir de trois blocs de plexiglas. Cette solution a permis un usinage de la surface intérieure avec une précision de 0,025 mm et un polissage de bonne qualité. Par ailleurs, les parois extérieures planes évitent l'effet de lentille que l'on aurait avec une conduite cylindrique : l'écoulement peut être ainsi visualisé avec une faible distorsion, l'indice de réfraction du plexiglas étant voisin de celui de l'eau.

Le premier bloc comprend le convergent et une longueur cylindrique de 180 mm (Fig. 2.9 et 2.11). La partie convergente de ce bloc a une longueur de 300 mm, et le diamètre varie de 540 mm dans la section amont à 216 mm au raccordement avec la conduite. Les coordonnées de la méridienne du convergent sont indiquées dans la thèse de Mc NEIL [48] .

La conduite cylindrique se compose de la partie terminale du premier bloc sur une longueur de 120 mm, de deux blocs de 720 mm de long, et d'un élément ayant une longueur de 340 mm. Le diamètre du conduit est 216 mm. Les deux éléments de

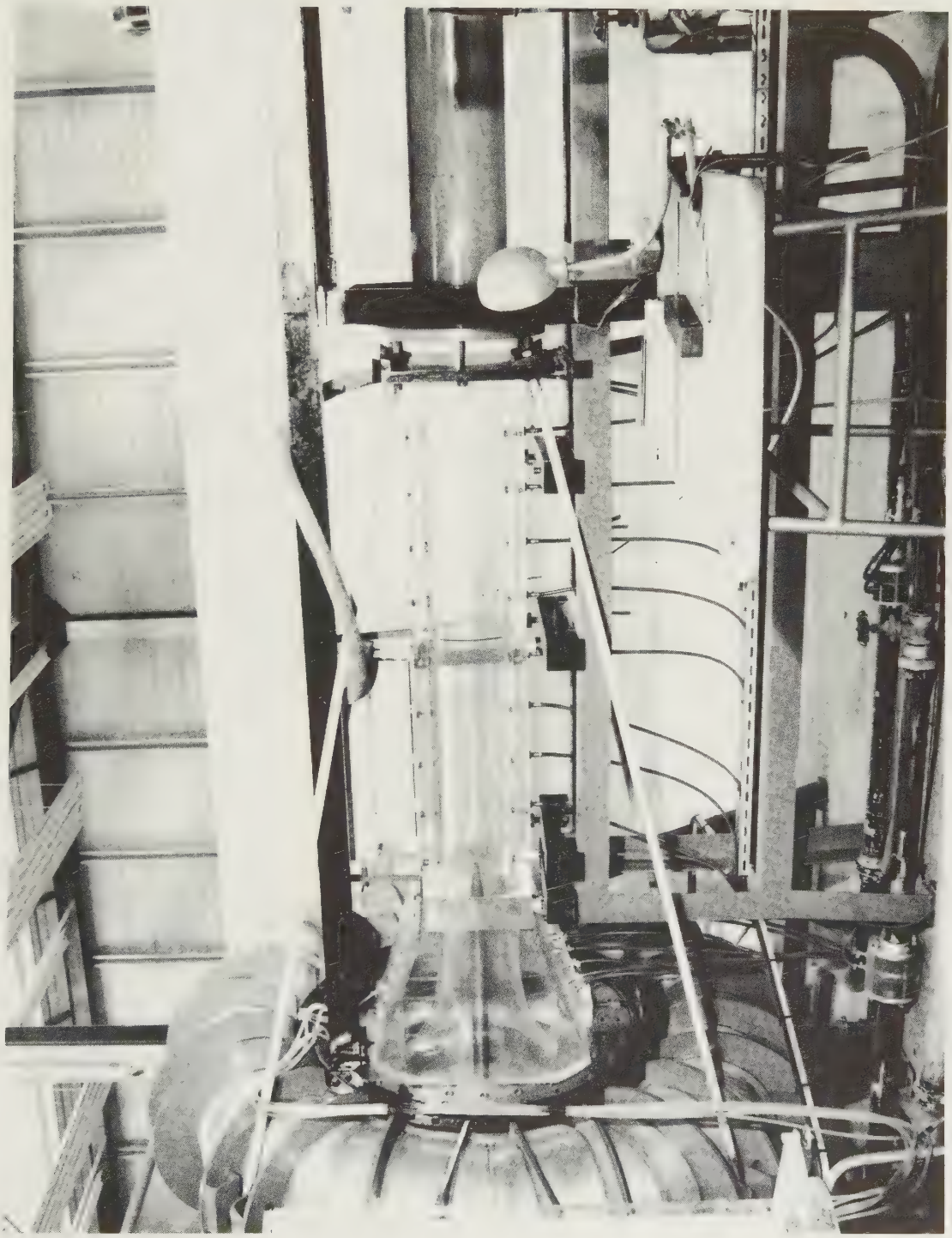


Fig. 2.9 - CONVERGENT ET CHAMBRE DE MESURE

longueur 720 mm sont taillés dans des blocs de plexiglas de section rectangulaire. Dans la partie supérieure des trois blocs, ont été prévus des orifices pour l'introduction des dispositifs de mesure (tube de pitot, sonde à cinq trous).

L'ensemble du convergent et de la conduite cylindrique repose sur un bâti comportant des vérins réglables en hauteur ; le tout est maintenu en position par quatre tirants, dont deux supérieurs réglables en tension. L'étanchéité entre les blocs est assurée par des joints toriques.

La partie inférieure du convergent et du tube cylindrique comporte des prises de pression statique, dont nous préciserons l'emplacement au paragraphe 2.4.2.

Après mélange du jet à l'écoulement ambiant, il subsiste à l'extrêmité aval de la chambre de mesure un certain moment cinétique, qui est annulé grâce à un système coupe-tourbillon constitué par un croisillon formé de deux plaques de matière plastique. Ce dispositif est désigné par la lettre H sur la figure 2.2. et peut être distingué à travers la paroi du conduit sur les vues 2.9 et 2.10

2.4. TECHNIQUES DE MESURES.

Au cours des essais, nous avons eu à effectuer, d'une part les mesures des différents débits circulant dans l'installation, et d'autre part des explorations détaillées du champ des vitesses et des pressions dans la chambre d'expériences.

2.4.1. MESURE DES DEBITS.

La mesure des débits est faite à l'aide de diaphragmes à arêtes vives réalisés selon les normes françaises.

Pour les trois débits à déterminer, ambiant, axial et tangentiel dans le jet, les conduites d'amenée ont le même diamètre intérieur de 53 mm.

Selon la gamme à étudier, différents diaphragmes ont été utilisés :

Diamètre du diaphragme en mm	Débit
10	de 0 à 1 l/s.
16	de 1 à 2 l/s.
23	de 2 à 3,5 l/s.
25	de 3,5 à 5 l/s.

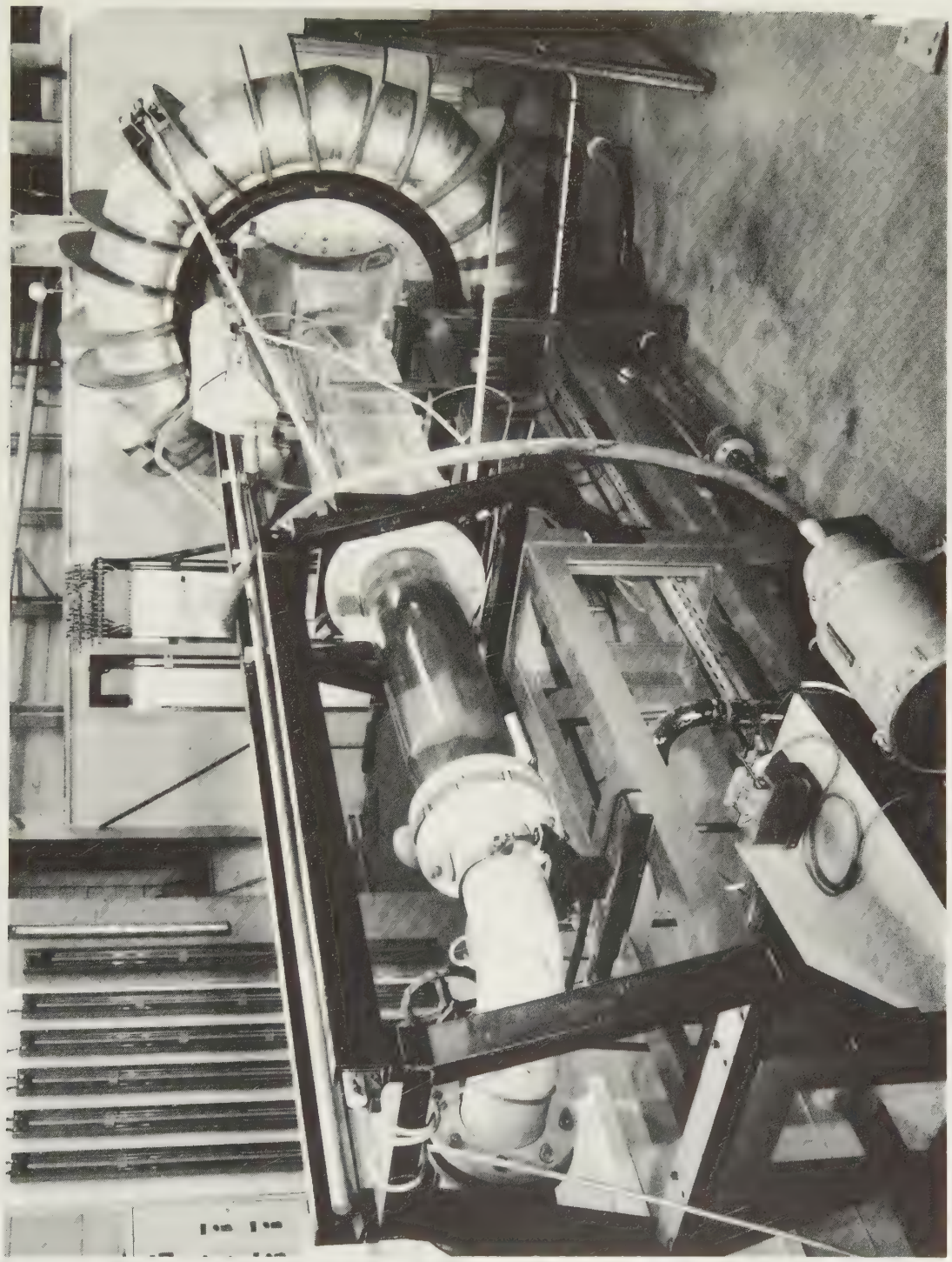


Fig. 2.10 - VUE D'AVAL DE L'INSTALLATION

Au cours des essais, nous avons fait varier les débits dans les intervalles suivants :

- Entre 0 et 5 1/s pour le fluide ambiant (Q_s)
- Entre 0 et 2 1/s pour le débit axial du jet (q_a)
- Entre 0 et 2 1/s pour le débit tangentiel du jet (q_t)

de façon que le débit total du jet (Q_j) varie lui-même entre 0 et 2 1/s.

La courbe de correspondance entre les débits et les différences de pression a été établie à partir des normes, compte tenu des corrections indiquées, pour les diaphragmes de 16, 23 et 25 mm de diamètre. Le diaphragme de 10 mm a été étalonné à l'aide de mesures par pesée d'un certain volume d'eau s'écoulant pendant un temps donné.

Compte-tenu des faibles fluctuations de lecture aux manomètres et des variations peu importantes de température au cours des essais, nous estimons que les erreurs relatives sur les débits sont demeurées, pour l'ensemble des essais, inférieures à 2%.

2.4.2. MESURE DES PRESSIONS STATIQUES A LA PAROI.

Un certain nombre de prises de pression statique ont été réparties le long de la paroi du hublot amont, du convergent, et de la conduite cylindrique. L'emplacement de ces prises est indiqué sur la figure 2.11, et leur nombre est indiqué sur le tableau ci-dessous :

Hublot	: 4	(h,i,j,k)
Convergent	: 5	(a,b,c,d,e)
Conduite	:12	(f,g, de 1 à 8, 7b, 8b)
Total :	21	

Chaque orifice a un diamètre de 1mm et la prise de pression a été usinée avec précision et conformément aux normes prescrites (86) . En ce qui concerne le convergent et le hublot, nous avons utilisé pour les lectures un manomètre différentiel à mercure, dont les tubes ont un diamètre intérieur de 6 mm. L'une des prises était raccordée à un piézomètre donnant la pression de référence par rapport à l'atmosphère. Chacun des tubes du manomètre a été équipé de robinets de purge permettant l'évacuation de l'air au début des expériences.

Pour les mesures de pression statique à la paroi de la chambre cylindrique, les variations de pression étaient beaucoup plus faibles et nous avons dû utiliser

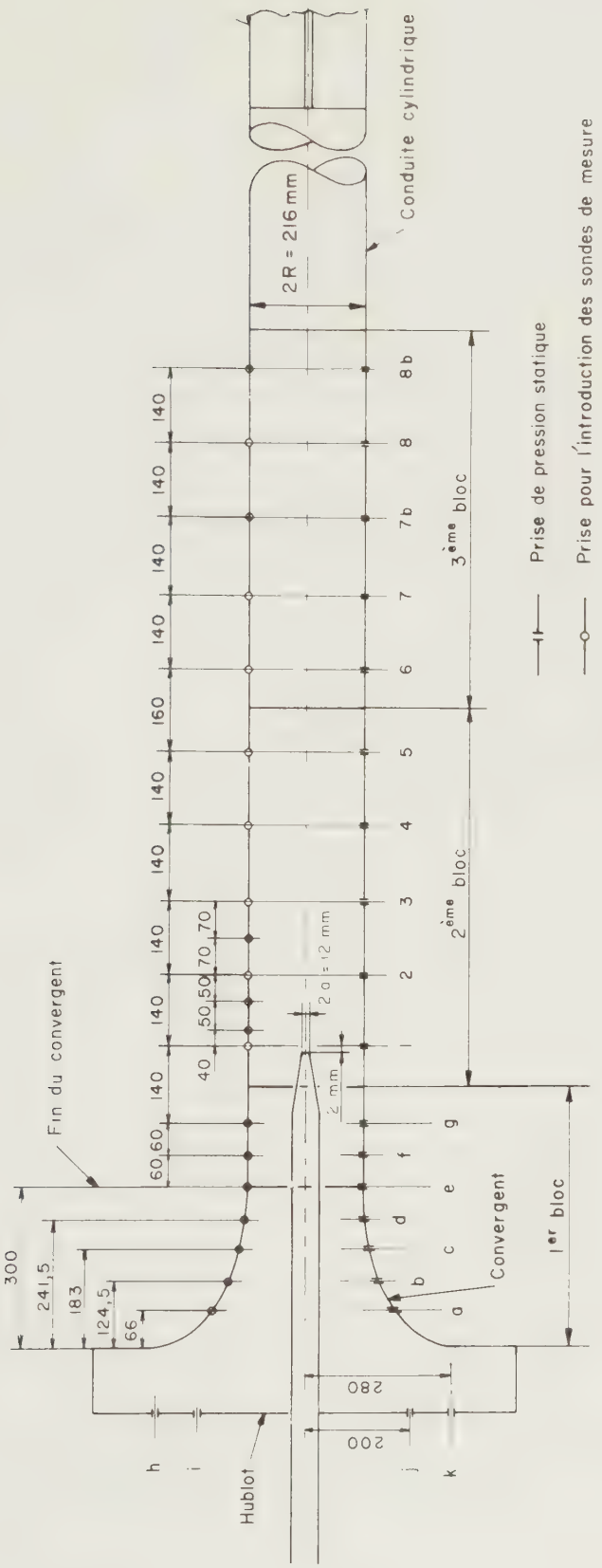


Fig. 2.11 SECTIONS DE MESURE ET PRISES DE PRESSION

des piézomètres à eau. Une pression d'air était maintenue au-dessus de chaque colonne pour compenser le niveau général élevé de pression ; comme dans le cas du convergent, l'une des prises a été raccordée à un piézomètre indiquant la pression de référence par rapport à l'atmosphère.

2.4.3. MESURE DES VITESSES SUR L'AXE

Sur l'axe du jet, pour lequel les vitesses tangentielles et radiales sont nulles, nous nous sommes servi d'une sonde de pression totale à faible temps de réponse.

Le tube a un diamètre de 1 mm et une longueur de 8 mm, ce qui permet une introduction aisée dans la chambre de mesure par les orifices aménagés à cet effet.

Cette sonde est montée sur une hampe de 75 cm de longueur et diamètre 8 mm. L'ensemble est solidaire d'un porte-sonde portant l'index de lecture du déplacement vertical.

2.4.4. MESURE DES VITESSES PRES DE L'AXE

Près de l'axe du jet, pour lequel les vitesses tangentielles sont faibles et les vitesses radiales négligeables, nous avons utilisé la sonde à prises dynamique et statique représentée sur la figure 2.12, extraite de la thèse de Mc NEIL [48] .

Cette sonde a une longueurde 8 mm, un diamètre de 1,6 mm, et comporte deux prises statiques latérales. Ses dimensions ne sont pas conformes aux normes proposées par Prandtl, par suite du faible diamètre des orifices d'accès sur le modèle.

Le coefficient k de l'équation du tube de Pitot est défini par l'équation :

$$\frac{p_t - p_s}{\rho g} = k \frac{V^2}{2g}$$

p_t et p_s étant les pressions totale et statique en m d'eau, V la vitesse à mesurer (en m/s).

Le coefficient k a été déterminé par Mc NEIL [48] à l'aide d'une soufflerie d'étalonnage : il demeure constant dans la gamme des vitesses explorées et égal à 1,129.

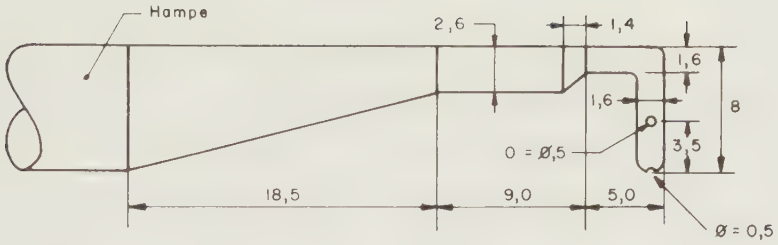


Fig 2.12 - SONDE A PRISES DYNAMIQUE ET STATIQUE

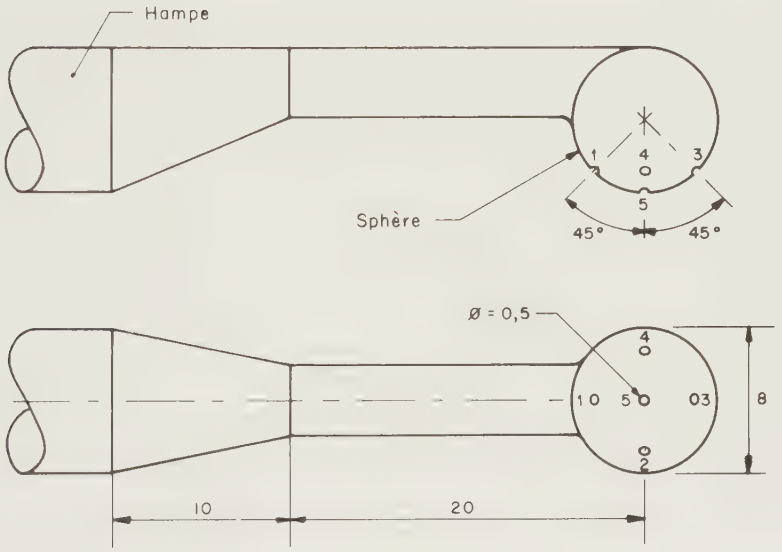


Fig. 2 13 - ANEMOCLINOMETRE A CINQ TROUS

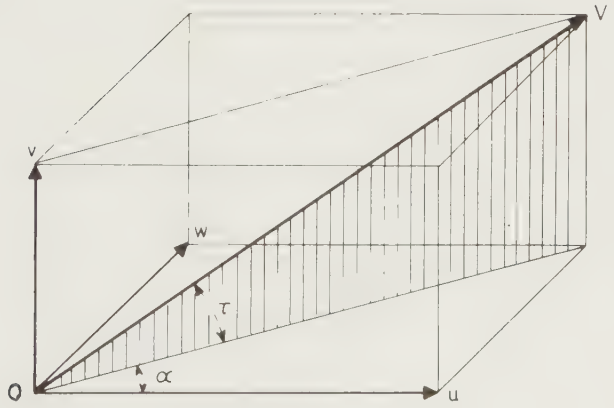


Fig. 2.14 - Composantes u, v et w du module de la vitesse V.

La sonde décrite sur la figure 2.12 est prolongée par une hampe de 75 cm de longueur et 8 mm de diamètre. L'ensemble est monté verticalement sur un support comportant un repère et une graduation pour la lecture précise de la position de la sonde.

2.4.5. MESURE DES VITESSES MOYENNES ET DES PRESSIONS STATIQUES DANS L'ECOULEMENT

En vue de mesurer les composantes moyennes axiales u , tangentielle w et éventuellement radiale v de la vitesse $\vec{V}$ en dehors de l'axe du conduit, ainsi que la pression statique locale, nous avons utilisé une sonde sphérique à cinq trous, appelée également anémoclinomètre. Le schéma de cet appareil est représenté sur la figure 2.13, extraite du mémoire de Mc NEIL [48] .

La sonde est une sphère creuse en acier inoxydable de 8 mm de diamètre, et comporte cinq orifices numérotés de 1 à 5. A l'intérieur de la sonde et de son support, passent des tubes reliant les orifices à des manomètres.

Sur notre installation, l'axe du support est placé verticalement, de sorte que les trous 1, 3 et 5 sont situés dans un même plan vertical, 2, 4 et 5 dans un même plan horizontal. Les orifices latéraux sont inclinés à 45° par rapport au trou central.

Le support de la sonde, long de 75 cm, est relié à un porte-sonde muni d'une graduation et d'un vernier indiquant la cote du centre de la sonde avec une précision de l'ordre du dixième de millimètre. La hampe de la sonde peut tourner autour d'un axe vertical passant par le centre de la sphère : un index lié à la hampe permet la lecture de l'angle de rotation sur un cadran.

Nous rappelons le principe d'utilisation de l'anémoclinomètre dans le cas général, puis nous décrivons la méthode plus simple que nous avons utilisée en fait au cours des mesures.

2.4.5.1. Etalonnage et mode d'utilisation de l'anémoclinomètre.

Dans le cas général, la sonde sphérique permet, grâce à un étalonnage préalable, la détermination des trois composantes u , v et w de la vitesse $\vec{V}$, ainsi que la pression statique p, en un point de l'écoulement.

Le principe de cet appareil est bien connu et nous nous contenterons de rappeler ici les principales formules utilisées ainsi que le mode opératoire. Les notations sont rappelées sur la figure 2.14.

a) Définitions et mode opératoire.

On se fixe d'abord un plan vertical de référence, par exemple, dans notre cas, confondu avec le plan vertical Ouv (Fig. 2.14) passant par l'axe du conduit. La sonde est placée en un point de mesure et on la fait tourner autour de son axe vertical jusqu'à ce que les prises de pression 2 et 4 donnent les mêmes indications. On admet que le vecteur vitesse $\vec{V}$ se trouve dans ces conditions dans le plan vertical passant par les centres des orifices 1, 3 et 5 et il est ainsi possible de lire sur le support de sonde l'angle α défini sur la figure 2.14. A partir des valeurs des pressions lues aux différentes prises, on peut calculer le coefficient k_τ défini par :

$$(2.1) \qquad k_\tau = \frac{p_5 - p_2}{p_3 - p_1}$$

De la valeur de k_τ, on peut déduire l'angle τ formé par la vitesse $\vec{V}$ et sa projection sur un plan horizontal, grâce à un étalonnage préalable, qui permet également de calculer en fonction de τ les coefficients k_{pd} et k_5 définis par :

$$(2.2) \qquad k_{pd} = \frac{p_5 - p_2}{\rho \frac{V^2}{2}}$$

$$(2.3) \qquad k_5 = \frac{p_5 - p}{\rho \frac{V^2}{2}}$$

Les pressions p_5 et p_2 étant mesurées et les coefficients k_{pd} et k_5 déterminés, on peut déduire de 2.2 le module V de la vitesse et de 2.3 la pression statique p. Les composantes u, v et w sont calculées à l'aide des relations :

$$(2.4) \qquad u = V \cos\alpha \cos\tau$$

$$(2.5) \qquad v = V \sin\tau$$

$$(2.6) \qquad w = V \sin\alpha \cos\tau$$

b) Tracé des courbes d'étalonnage

Pour le tracé des courbes d'étalonnage, nous avons utilisé la méthode et le dispositif décrits dans le mémoire de Mc NEIL (48). Par suite de la fragilité du support, la sonde a dû subir plusieurs réparations et il a été nécessaire de vérifier chaque fois l'étalonnage de la sonde.

Celui-ci a été effectué à l'aide d'une soufflerie comprenant un ventilateur qui alimente un caisson sur lequel est branché un convergent terminé par une buse de 100 mm de diamètre. La vitesse maximale à la sortie de la soufflerie est de l'ordre de 40 m/s.

On définit un nombre de Reynolds de la sonde par :

$$R_e = \frac{Vd}{\nu} \qquad (2.7)$$

V et ν étant la vitesse et la viscosité du fluide, d le diamètre de la sonde sphérique. On admet que, pour un même nombre de Reynolds, les coefficients adimensionnels k_τ, k_{pd} et k_5 ne dépendent pas du fluide, ce qui permet la transposition des courbes d'étalonnage obtenues à l'air à nos essais effectués avec de l'eau.

Pour étalonner la sonde, on la place horizontalement et dans un plan parallèle au plan de sortie de la buse de la soufflerie : le centre de la sonde est confondu avec l'axe horizontal de la buse. Un tube à pression totale, placé à côté de la sonde, permet la mesure du module de la vitesse d'air. On fait ensuite tourner la sonde jusqu'à une position telle que les pressions aux points 2 et 4 soient égales. Dans cette position initiale de la sonde, le rapporteur destiné à la mesure de l'angle τ (fig. 2.14) est amené au zéro.

L'étalonnage s'effectue à partir de cette position initiale, en conservant $\alpha = 0$ et une même vitesse à la soufflerie, et en inclinant le support de sonde de manière à faire varier l'angle τ. On lit chaque fois les pressions sur les différents manomètres, d'où l'on tire les coefficients k_{pd}, k_5 et k_τ en fonction de τ. On recommence les mêmes opérations pour d'autres vitesses d'air, et l'on aboutit aux courbes d'étalonnage portées sur la figure 2.15.

2.4.5.2. Cas particulier d'un mouvement hélicoïdal

Une grande simplification est apportée dans l'utilisation de l'anémoclinomètre, lorsque la composante verticale de la vitesse est nulle. En ce cas, la trajectoire d'une particule est une hélice et, dans un plan méridien, les lignes de courant moyennes sont parallèles à l'axe du conduit.

De ce fait, l'angle τ est nul et le coefficient k_5 devient constant et égal pratiquement à l'unité. Le coefficient k_{pd} dépend un peu du nombre de Reynolds et

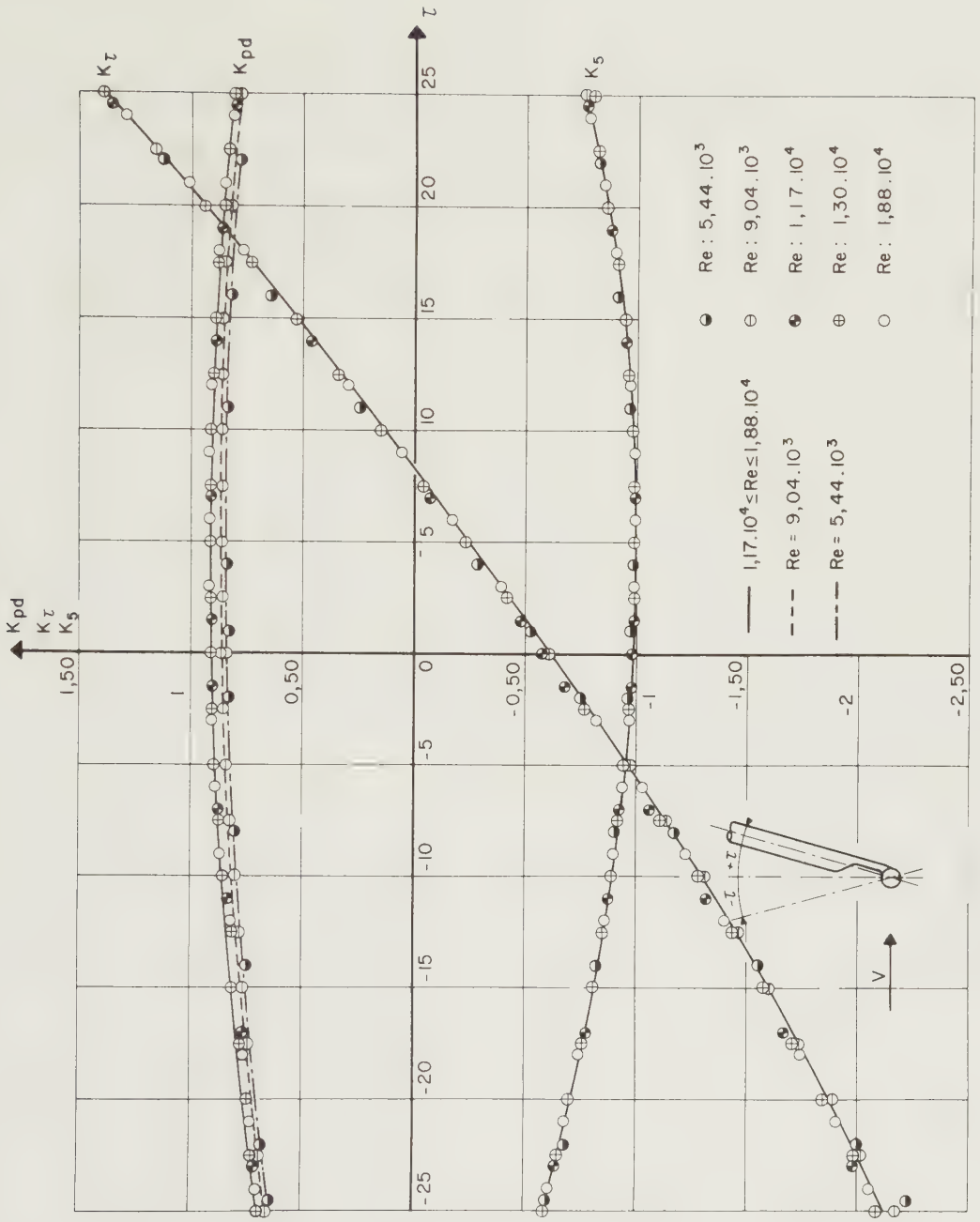


Fig. 2.15 – COURBE D'ETALONNAGE DE L'ANEMOCLINOMETRE

varie de 0,83 pour R_e = 5.000 à 0,91 pour R_e = 19.000, soit de $\pm$ 5 % autour de sa valeur moyenne, qui est 0,87.

Dans ce cas particulier, les trois prises 2, 4 et 5 de l'anémoclinomètre sont seules utilisées. Les orifices 1 et 3 ne servent pas.

On notera que, lors de ses essais, Mc NEIL (48) a obtenu des composantes radiales v de vitesse égales à 2% environ du module V, c'est à dire des angles τ de l'ordre du degré : il en résulte des corrections négligeables sur les coefficients k_{pd} et k_5. Il est possible que, dans notre cas, la présence d'un jet conduise à des valeurs de τ plus notables dans certaines régions de l'écoulement. Mais il en résulte également un taux de turbulence beaucoup plus élevé, qui rend illusoire des corrections d'angle éventuelles.

2.4.5.3. Remarques sur les conditions expérimentales

Lors de nos essais, nous avons eu la possibilité d'effectuer un certain nombre de mesures dans des conditions normales. Toutefois, notamment dans la région où le jet se mélange au fluide ambiant, nous avons observé des oscillations de plusieurs millimètres ou parfois même pouvant atteindre 4 centimètres dans les tubes piézométriques et manométriques. Ces oscillations sont dues vraisemblablement à la fois à de fortes variations de la vitesse en grandeur et en direction et à des fluctuations de pression. Ces perturbations rendaient difficile l'estimation d'une valeur moyenne dans le temps et nous étions inquiet sur la précision de notre première mesure. Nous avons tout d'abord envisagé de remplacer les tubes par des pots de diamètre beaucoup plus grand. Mais finalement, nous avons répété plusieurs fois les lectures des niveaux supérieurs et inférieurs et considéré la moyenne des valeurs mesurées. Comme on le verra plus loin, le contrôle de la constance du débit total obtenu par intégration des courbes de vitesse conduit à un recoupement satisfaisant avec la valeur mesurée directement au diaphragme. Par ailleurs, en ce qui concerne la pression statique à la paroi, nos mesures coïncident la plupart du temps avec le prolongement des courbes obtenues en une section de l'écoulement.

Dans le cas où les fluctuations sont élevées, les points expérimentaux sont donnés à titre indicatif : une étude plus complète devrait bien entendu être envisagée et devrait comporter la détermination des caractéristiques moyennes et turbulentes de l'écoulement.

2.5. TECHNIQUES DE VISUALISATION ET DE PRISE DE VUES.

2.5.1. VISUALISATION

Une première série de mesures a fait apparaitre dans certaines régions, à l'intérieur du conduit, des fluctuations élevées. De plus, l'allure générale des courbes de vitesses moyennes a mis en évidence une structure complexe de l'écoulement. De sorte que, sur les conseils de M. CURTET, nous avons entrepris une étude qualitative des trajectoires et lignes de courant, à l'aide d'un procédé de visualisation que nous avons au préalable mis au point.

a) Procédés de visualisation

En vue de cette étude, nous avons tout d'abord expérimenté un certain nombre de méthodes classiques, et notamment celles comportant des particules en suspension. Nous avons utilisé, entre autres, des grains de polystyrène, puis de la poudre d'aluminimum.

Le polystyrène a une densité de 1,04, donc très voisine de celle de l'eau, et nous disposions de particules d'un diamètre moyen de 0,3 mm. Cette technique paraissait à première vue la plus intéressante à mettre en oeuvre, mais des essais préliminaires ont fait apparaître une brillance insuffisante des éléments. De plus, il fallait injecter une quantité importante de particules pour obtenir un réseau suffisamment dense de trajectoires et comme l'installation fonctionne en circuit fermé et comporte des filtres et des fentes fines, on risquait de colmater les filtres et d'obturer les fentes.

Pour des raisons du même genre, nous avons dû renoncer à la poudre d'aluminium, bien que celle-ci se soit révélée plus adéquate : nous avons même pris des photos à l'aide de ce procédé, afin de tester la méthode utilisée en définitive, basée sur l'injection de bulles d'air.

b) Technique d'injection des bulles d'air.

Nous avons tout d'abord repris la méthode de fabrication des bulles d'air mise au point par BARCHILON (1) et successivement utilisée par UTRYSKO (68) et CLUIS (12). Nous rappelons que ce procédé consiste à injecter l'air dans le jet, au-dessus du cône potentiel, près de la sortie de la buse ; une dépression se produit en cet endroit, qui favorise la formation de fines bulles d'air.

Toutefois, nous avons dû abandonner ce procédé, car il nécessite l'introduction d'une sonde, qui, dans notre cas, provoque dans l'écoulement fortement tournant des perturbations importantes dans le fluide ambiant et même un changement dans la structure des lignes de courant.

Après un certain nombre de tentatives, nous avons finalement adopté la technique d'injection dont le principe est montré sur la figure 2.16.

L'air est injecté dans le tube d'amenée d'eau à la buse d'injection à une distance de 120 centimètres de la sortie, à l'aide d'un tube recourbé de diamètre intérieur 0,5 mm. Cette distance, qui correspond à trente fois le diamètre du tube d'amenée, permet la formation d'une émulsion d'air et d'eau suffisamment homogène et l'amortissement de la turbulence due au jet d'air.

L'air est fourni par un compresseur alimentant le réservoir C par le tube flexible T_1, le réservoir est raccordé au tube d'injection d'air par la tubulure T_2 et les vannes R_1, R_2 et R_3 permettent le réglage de la pression et du débit d'air.

Le même système a été utilisé avec de la poudre d'aluminium : en ce cas, le tube d'injection a été enlevé, et le robinet de purge R_2 a été utilisé pour mettre le réservoir C en communication avec l'air libre, la vanne R_2 étant ouverte et la vanne R_1 fermée. Dans ces conditions, le circuit d'eau alimentait le réservoir, qui est réalisé en plexiglas. Lorsque l'eau atteignait environ la moitié de la hauteur, la vanne R_2 était fermée.

Au préalable de la poudre d'aluminium avait été placée dans le réservoir (couvercle supérieur enlevé). Puis on met le pression d'air en ouvrant R_1 ; l'air brasse le mélange d'eau et de poudre d'aluminium. On ouvre alors R_3 et l'injection se fait par la pression d'air placée au-dessus de l'eau dans le réservoir. Des photos ont été prises par ce procédé pour contrôler la technique des bulles d'air.

Les bulles d'air arrivent dans la chambre par le jet et d'après les photos, on peut estimer leur diamètre entre 0,2 et 0,4 mm : parfois, il se forme des poches plus importantes par coalescence, mais ces poches ne sont pas utilisées pour la visualisation des trajectoires et lignes de courant.

Une objection contre le procédé des bulles d'air, bien connue, est due à la montée des bulles dans un champ de vitesse moyenne ; d'un autre côté, lorsque le mouvement est très turbulent, on peut se demander si les particules suivent effectivement les vitesses instantanées.

Pour les vitesses moyennes, on peut estimer que pour une bulle de 0,2 mm de diamètre, la vitesse ascensionnelle est 4 cm/s, et pour 0,4 mm, de 16 cm/s. Soit pour une vitesse de l'ordre de 1m/s, une erreur systématique d'angle due à la montée de la bulle, de l'ordre de 4 à 16%. Bien que notable, cette erreur ne modifie pas sensiblement l'allure générale des lignes de courant, dont nous désirons observer la structure d'ensemble.

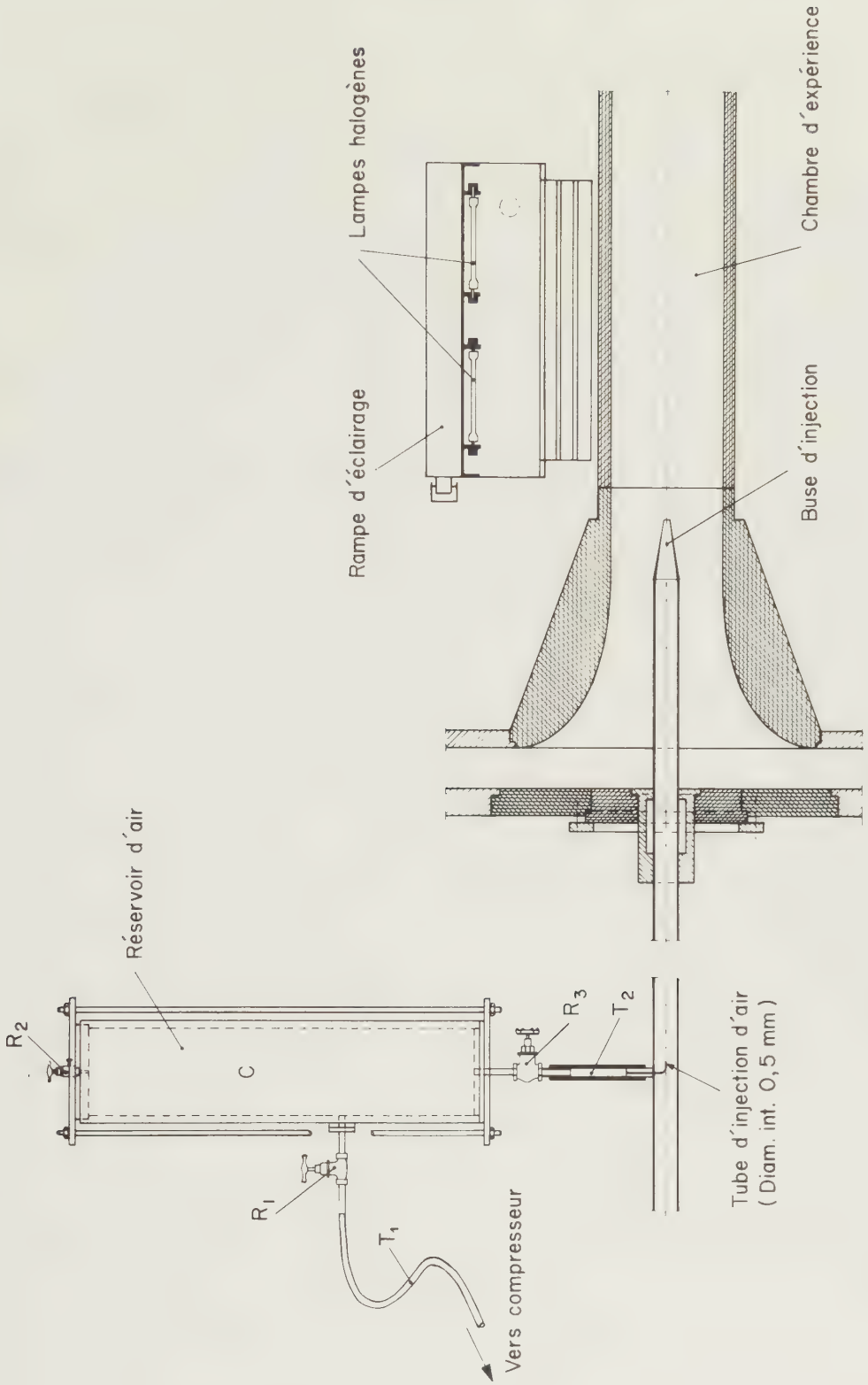


Fig. 2.16 - SCHÉMA DU SYSTÈME DE VISUALISATION

De plus, dans ce cas particulier, par l'effet de la force centripète des bulles d'air se concentrent au niveau de l'axe de la conduite.

c) Procédé d'éclairage et conditions de prises de vue.

Ces deux schémas des figures 2.16 et 2.17 montrent le dispositif d'éclairage. Le but est d'obtenir une fente lumineuse mince dont un plan axial est un plan diamètral de la conduite de mesures (diamètre 216 mm). L'éclairage est donné par deux lampes halogènes à filament rectiligne, de longueur 200 mm chacune et de puissance 1000W (tension 220V monophasé). La largeur de la fente est limitée par des diaphragmes à 12 mm. Le réglage de la largeur a été effectué sur place ; la fente est relativement large, ce qui permet de disposer d'une plus grande quantité de lumière et d'obtenir des trajectoires hélicoïdales du fluide entrant et sortant du champ lumineux.

Les lampes halogènes ont été choisies de préférence à des lampes à filament plat adoptées par BARCHILON et UTRYSKO parce qu'elles ont une grande brillance. Rappelons à ce propos la formule obtenue par BARCHILON, donnant l'intensité lumineuse I de l'image en fonction d'un certain nombre de paramètres :

$$I = \frac{\mathcal{B}_o}{16}\left(\frac{n}{0{,}61\,\lambda}\right)^{2}\left(\frac{r}{R}\right)^{2}\left(\frac{D}{F}\right)^{2}\left(\frac{D}{f}\right)^{2}\cos\alpha$$

$\mathcal{B}_o$ est la brillance de la source
n indice de réfraction de l'espace "image"
λ longueur d'onde de la lumière utilisée
r rayon de bulles d'air
R distance de la source de lumière à la surface d'une bulle
D diamètre du diaphragme de l'appareil.
F distance de la surface de la bulle à l'objectif
f distance focale de l'appareil
α un angle égal à $\frac{90° + \varpi}{2}$ sensiblement.

On a intérêt à augmenter le plus possible l'intensité lumineuse de l'image et par conséquent à choisir au mieux les variables dont on peut disposer. On n'est pas maître de n, ni de λ, mais on peut faire varier $\mathcal{B}_o$, r, R, D, F, f et α. La brillance $\mathcal{B}_o$ de la source a été fortement améliorée par le choix de lampes halogènes. Le rayon des bulles d'air était en moyenne de 0,3 mm.

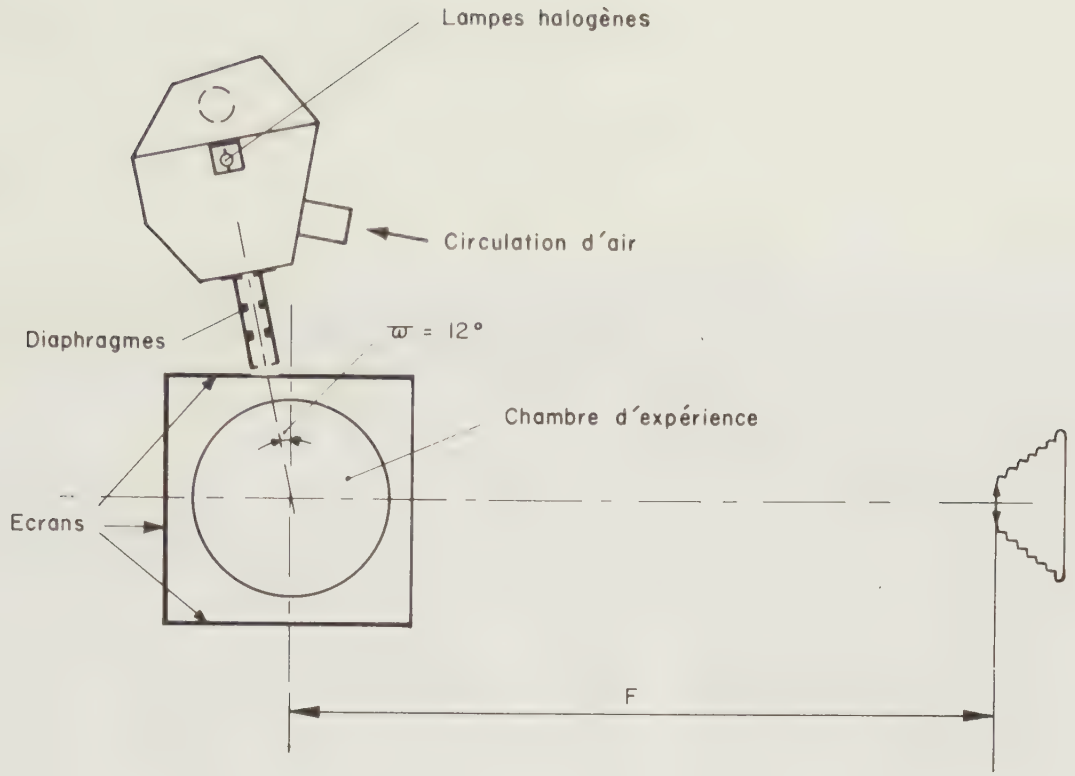


Fig. 2.17 - DISPOSITIF D'ECLAIRAGE

Pour les vues fixes, nous avons utilisé un appareil photo Canon QL 19, placé à F =750 mm du centre de la chambre. L'angle d'inclinaison ϖ de la fente par rapport à la verticale était de 12° d'où α = 51°. Notons que cet angle a été déterminé empiriquement par observation directe de l'intensité lumineuse des bulles d'air. Il correspond à un rapport de $\frac{1}{7,5}$ du rayon du conduit à la distance de la surface d'une bulle à l'objectif ; BARCHILON (1) trouve 15° par le calcul dans des conditions analogues, au lieu de 12°, ce qui est voisin étant donné l'imprécision du choix de la bulle de référence dans le plan lumineux. Rappelons que ces conditions optimales correspondent à une réfraction limite sur la surface des bulles. Dans nos conditions d'essais, la présence d'une épaisse paroi en plexiglas, dont l'indice n'est pas tout à fait égal à celui de l'eau (1,5 au lieu de 1,33) peut modifier l'angle limite.

Les autres valeurs ont été :

D = Diaphragme = 8
f = distance focale de l'appareil = 50 mm
R = distance de la source lumineuse au centre du conduit. = 190 mm

Les photos ont été prises au 1/60e de seconde sur film TRI X 400 ASA, après choix de l'ouverture et du temps de pose. Notons que 1m/s se traduit au 1/60°

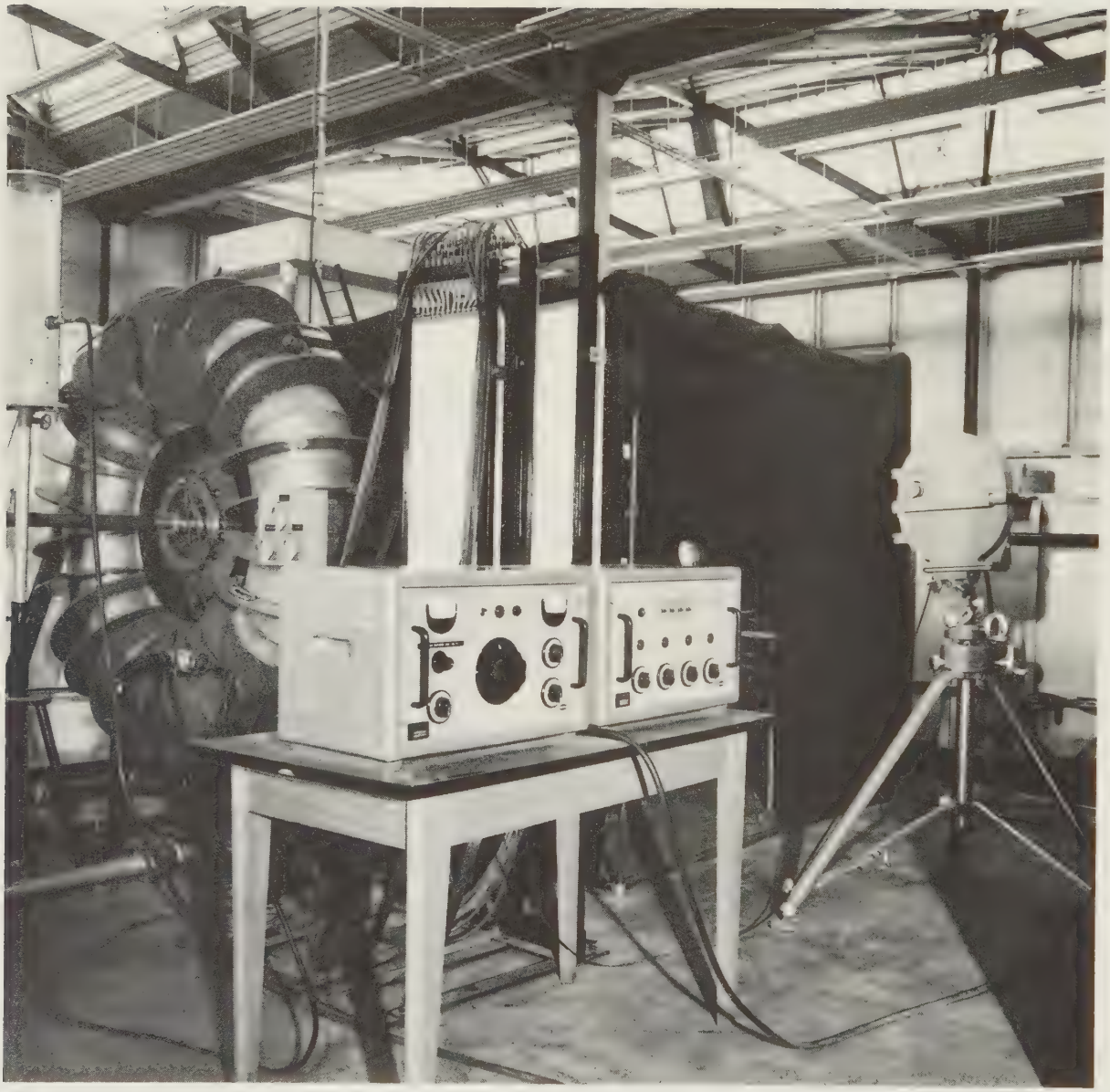


Fig. 2.18 - ENSEMBLE DU DISPOSITIF DE PRISES DE VUES

par une longueur de trajectoire de 8% du diamètre du conduit.

(d) Prises de vues cinématographiques

Afin d'avoir une idée des conditions du mouvement turbulent et non-permanent du jet, nous avons pris, en collaboration avec M. BRAULT, Responsable du Service Photo aux Laboratoires, d'abord des vues filmées à 24 images/sec., puis à 64 images/sec., maximum des possibilités de la caméra Bolex-Paillard que nous utilisions. Le ralenti n'étant pas suffisant, nous avons effectué des séquences à cadence plus rapide, grâce à la caméra Fastax et au dispositif montré sur la figure 2.18.

Ce système nous a permis de prendre des films jusqu'à 500 images/seconde. Au-delà, notre système d'éclairage n'avait pas une puissance lumineuse suffisante pour impressionner la pellicule, malgré la grande sensibilité du film utilisé.

Les conditions d'emploi de la Fastax, au cours des essais, ont été les suivantes

- diaphragme 2,8
- distance focale égale à 150 mm
- cadence variable entre 300 et 900 images par seconde.

CHAPITRE 3

ETUDE PAR VISUALISATION DU JET NON TOURNANT

Nous nous proposons d'étudier dans ce chapitre la structure d'ensemble du jet non tournant, telle qu'elle peut être déduite de l'observation, de vues photographiques et de films ; les trajectoires instantanées sont, rappelons-le, visualisées à l'aide de fines bulles d'air. Les mesures de vitesses et de pressions relatives au jet non tournant seront présentées au chapitre 6.

Avant d'aborder l'étude du jet lui-même, il importe de définir les conditions initiales de l'écoulement ambiant tournant.

3.1. ECOULEMENT TOURNANT INITIAL

3.1.1. Vue d'ensemble

Les figures 3.1, 3.2 et 3.3 rappellent les principaux résultats obtenus sur le même montage par Mc NEIL [48] qui opérait avec un débit total de 4,53 ℓ/s ; ces figures correspondent à un débit relatif de soutirage q nul.

Nos conditions d'essais sont en réalité différentes de celles de Mc NEIL, car nous opérons d'une part avec un injecteur placé dans le convergent, d'autre part avec des débits différents. Mais, comme on le verra plus loin (chapitre 6), le sillage dû à l'injecteur demeure très localisé dans la chambre d'expériences. De plus, comme on l'a vu précédemment (chapitre 1), l'intensité de rotation est constante, de sorte que les réseaux de lignes de courant et d'égale circulation (fig. 3.1 et 3.2) sont pratiquement indépendants du débit.

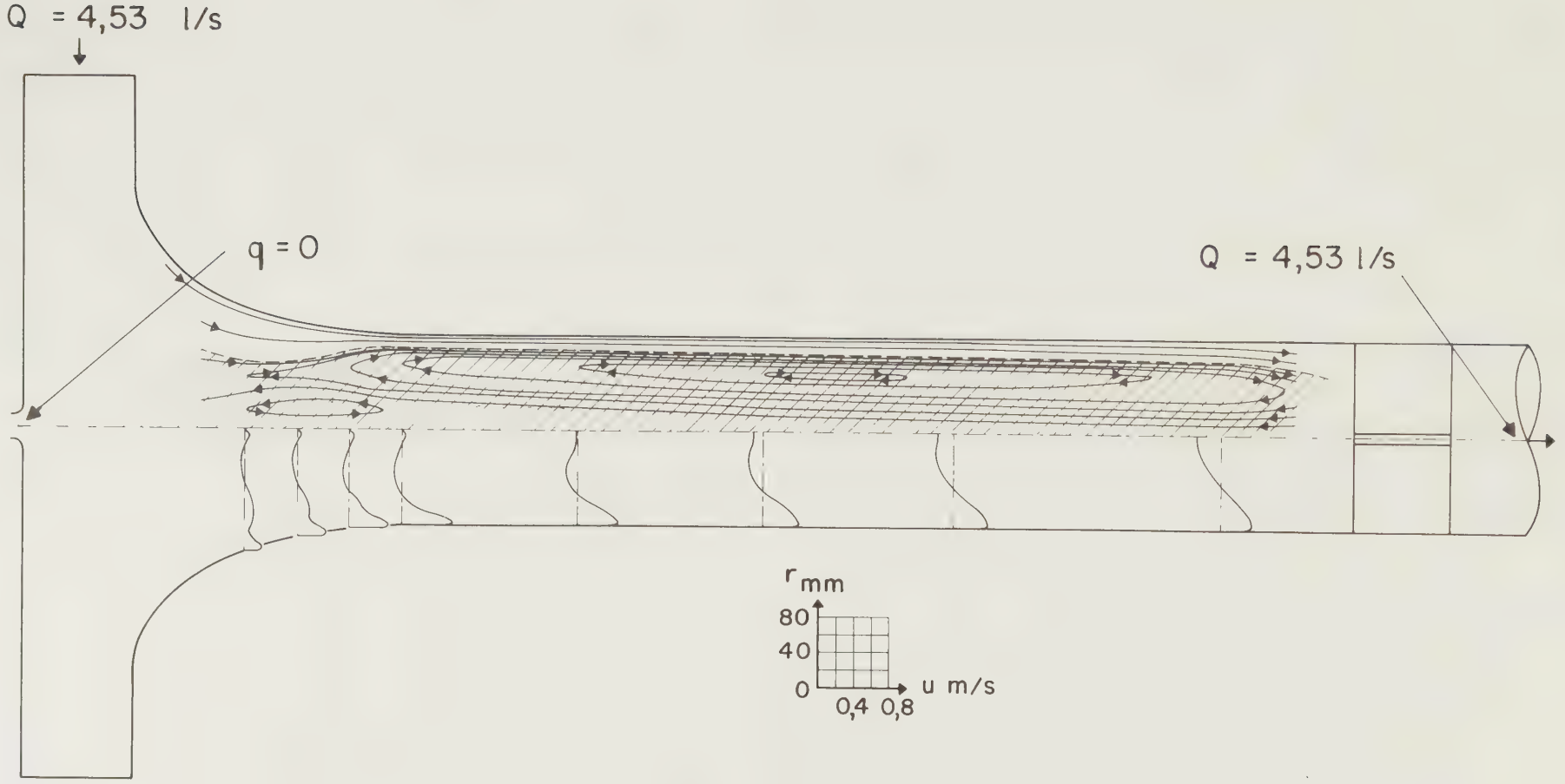


Fig. 3.1 - Lignes de courant et vitesses axiales (q = 0)
d'après Mc. NEIL [48]

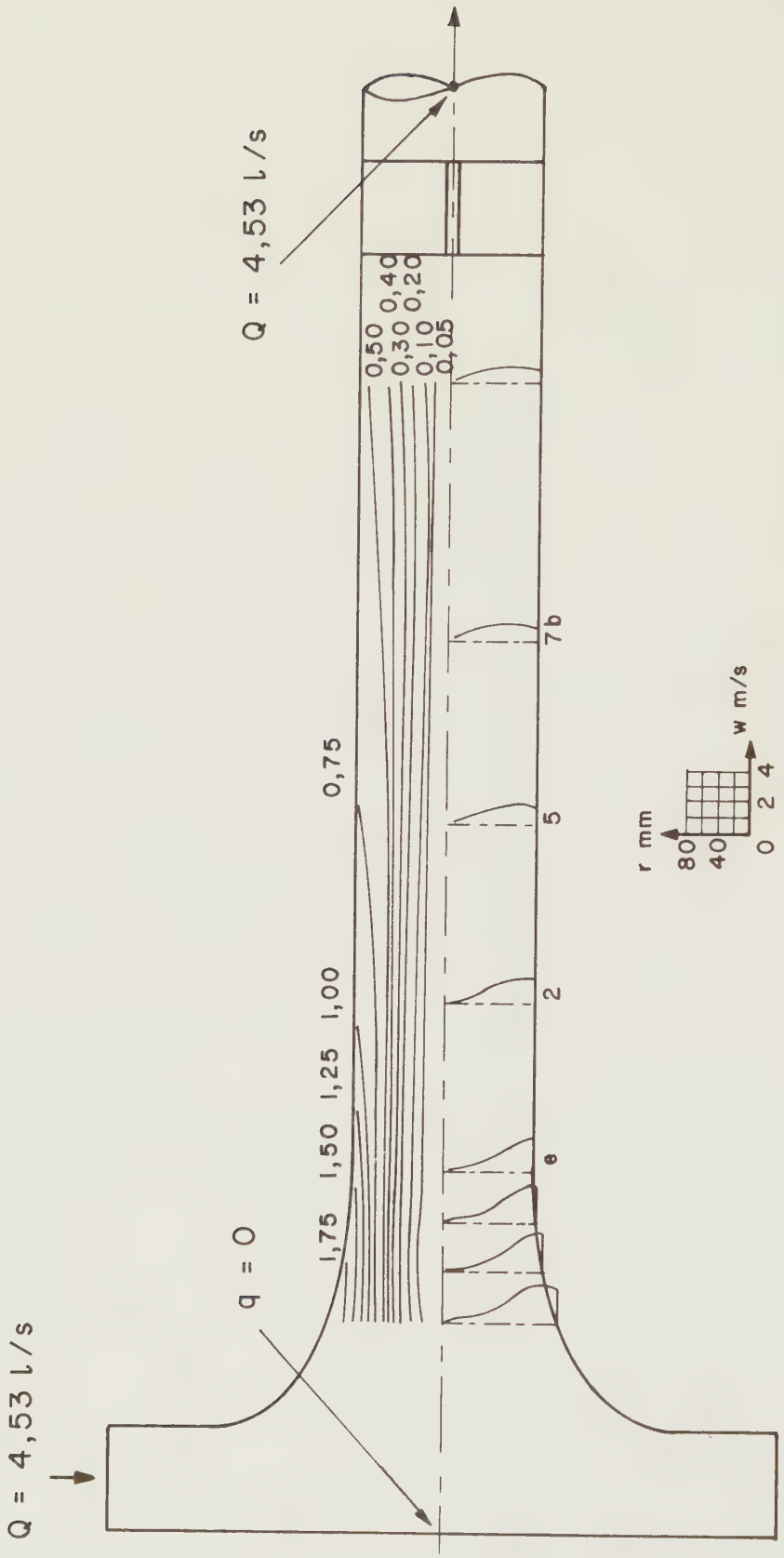


Fig. 3.2 - LIGNES D'EGALE CIRCULATION ET VITESSES TANGENTIELLES (q = 0)
d'après Mc. Neil [48]

Les figures 3.1 et 3.2 permettent de formuler un certain nombre de remarques qui se révéleront utiles dans la suite pour une meilleure compréhension des phénomènes observés.

1°) La distribution des composantes axiales de vitesse u se caractérise par des profils comprenant deux régions : 1'une où la vitesse est positive (dirigée de gauche à droite) et 1'autre, au voisinage de 1'axe du tube, où la vitesse est négative (dirigée de droite à gauche). Il existe par conséquent, près de 1'axe, des courants de retour (fig. 3.1). Dans 1'étude actuelle, le jet est émis dans le sens principal de 1'écoulement et tend donc à s'opposer à ces contre-courants.

2°) Les courbes de vitesses tangentielles (Fig. 3.2) s'annulent pour r = 0 et r = R , et comportent un maximum placé près de la paroi du conduit.

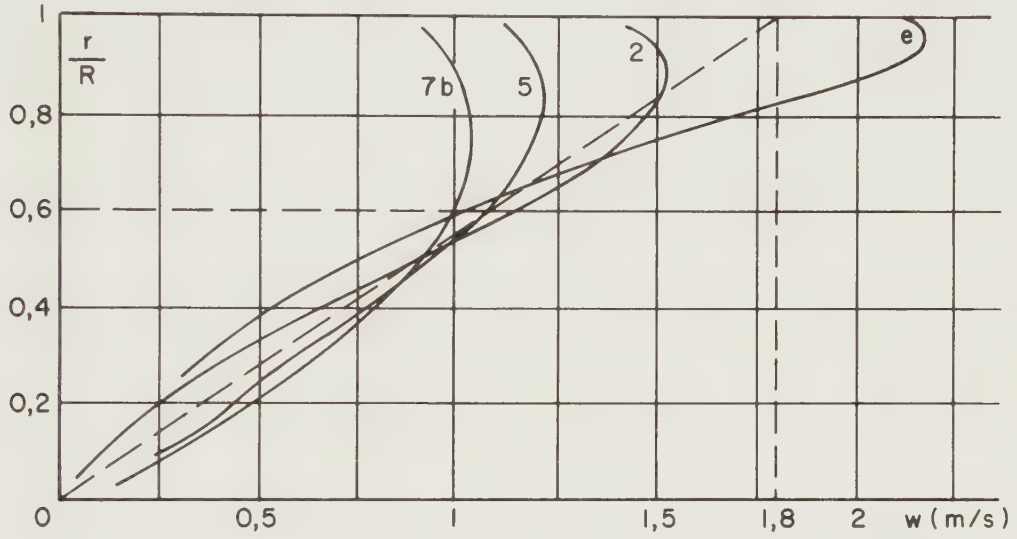


Fig. 3.3 - PROFILS DE VITESSE TANGENTIELLE AUX SECTIONS e - 2 - 5 et 7b (voir fig. 3.2 et 2.11)

Si le liquide tournait en bloc, ces courbes seraient des droites. Cette condition n'est bien entendu pas réalisée ; mais toutefois, pour des ordonnées relatives r/R inférieures à 0,6, on constate sur la figure 3.3. que les courbes se situent dans une région relativement proche de la droite d'équation :

$$w = 1{,}8\ r/R$$

qui correspondrait à une rotation en bloc $w = \Omega r$ telle que $\Omega = 16{,}7\ s^{-1}$ (R = 10,8 cm). Une particule qui suivrait un tel mouvement tournerait avec une période :

$$T = \frac{2\pi}{\Omega} = 0{,}376\ s$$

Sa fréquence serait par conséquent de 160 cycles par minute environ, pour un débit de 4,53 ℓ/s.

3°) Les profils de vitesses varient d'une section à l'autre de sorte que l'écoulement tournant n'est pas dynamiquement établi. L'évolution de ces profils le long du tube est toutefois assez lente.

3.1.2. Modèles

Avant d'aller plus loin, il parait intéressant de voir à quoi correspondent les contre-courants observés dans l'écoulement tournant initial. Cet écoulement rotatif peut être utilement comparé à deux modèles mathématiques proposés l'un par BURGERS [9] en 1940, l'autre par DONALDSON et SULLIVAN [21] en 1960.

a) Modèle de Burgers (fig. 3.4)

BURGERS considère un écoulement visqueux tournant autour d'un axe perpendiculaire en O à une plaque, le milieu étant indéfini pour les grandes valeurs de x. L'auteur résoud les équations de NAVIER-STOKES, en recherchant une solution du type :

$$u = cx$$
$$v = v(r)$$
$$w = w(r)$$

c étant une constante. Il obtient :

$$u = 2ax$$
$$v = -ar$$
$$w = \frac{\Gamma}{2\pi r}\left[1 - e^{-\frac{ar^2}{2\nu}}\right]$$

où Γ est une circulation constante.

Ce schéma conduit à des profils de vitesse indiqués sur la figure 3.4. et correspond à un vortex à spirale unique appelé vortex monocellulaire.

b) Modèle de DONALDSON-SULLIVAN (Fig. 3.5)

DONALDSON et SULLIVAN ont étudié un problème comportant des conditions aux limites analogues à celles de BURGERS, mais ils ont recherché des solutions plus générales, du type :

$$u = x\,f(r)$$
$$v = v(r)$$
$$w = w(r)$$

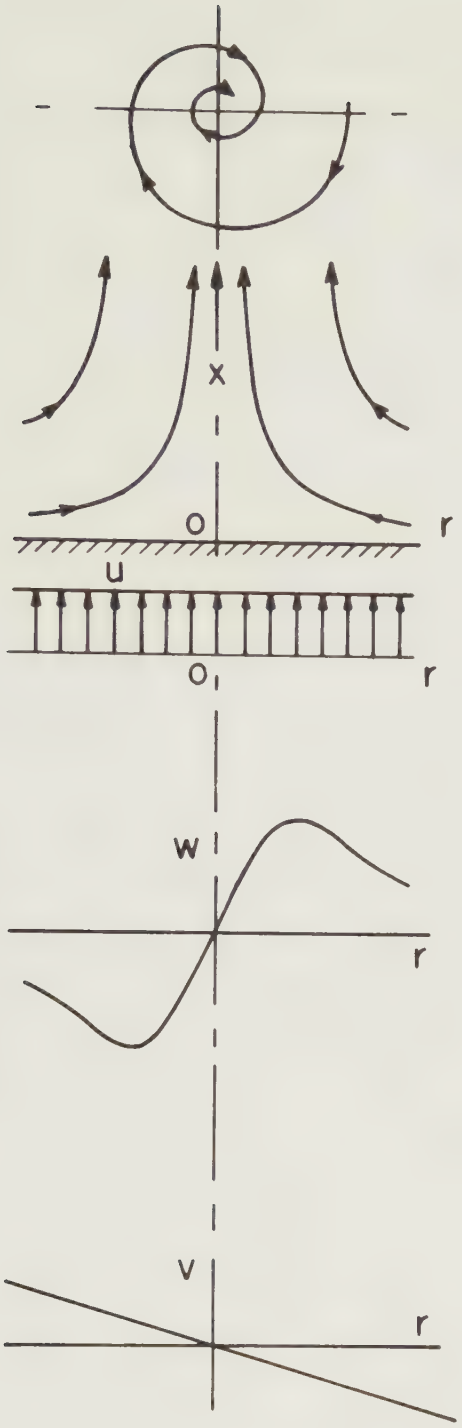


Fig. 3.4 - VORTEX MONOCELLULAIRE (Burgers , 1940)

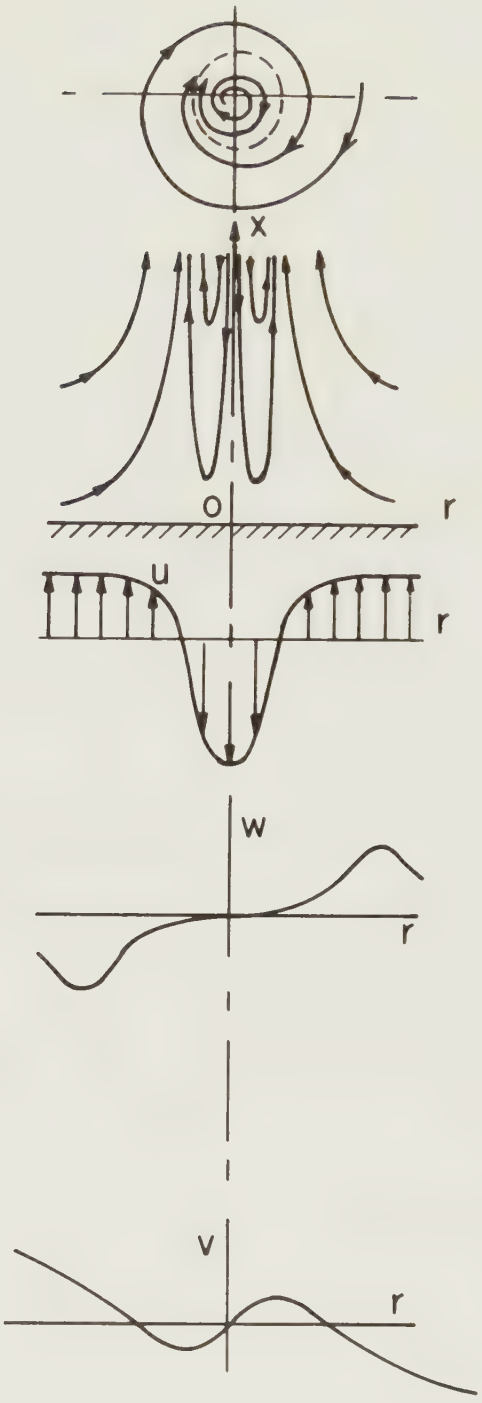


Fig. 3.5 - VORTEX BICELLULAIRE (Donaldson - Sullivan , 1960)

Ils ont obtenu à l'aide de ce type de solution une grande variété de solutions possibles, y compris celle de BURGERS dans le cas particulier où la fonction est constante.

Parmi ces solutions, se trouve le vortex bicellulaire représenté sur la figure 3.5 et correspondant aux équations suivantes :

$$u = 2ax\left[1 - 3e^{-\frac{ar^2}{2\nu}}\right]$$

$$v = -ar + 6\frac{\nu}{r}\left[1 - e^{-\frac{ar^2}{2\nu}}\right]$$

$$w = \frac{\Gamma}{2\pi r}\left[\frac{H\left(\frac{ar^2}{2\nu}\right)}{H(\infty)}\right]$$

$$H(\zeta) = \int_0^{\zeta} \exp\left\{-t + 3\int_0^t \frac{(1 - e^{-t})}{x}\,dt\right\} dx$$

Cet écoulement tournant se caractérise par des courants de retour au voisinage de l'axe, et présente ainsi une structure proche de celle observée, au cours de nos expériences, dans le fluide ambiant en l'absence de jet. Pour une abscisse x donnée, le mouvement tournant s'effectue en une double spirale alors que le vortex monocellulaire de BURGERS n'en comporte qu'une. Il en résulte que le contre-courant évolue à l'intérieur d'une sorte de cheminée centrale, entourée par le fluide extérieur s'écoulant dans le sens principal.

Un tel résultat peut être observé sur la figure 3.1, et il a été obtenu expérimentalement par d'autres auteurs, dont NUTTALL (51) , BINNIE (7) ainsi que par KWAN-LOK SO (37) et SARPKAYA (61) dont il sera à nouveau question au chapitre 6.

3.2. EXAMEN D'UN JET NON TOURNANT DANS L'ECOULEMENT AMBIANT.

Les planches 1, 2, 3 et 4 montrent un exemple de structure d'un jet non tournant dans cet écoulement,obtenue par visualisation à l'aide de fines bulles d'air.

Les conditions expérimentales correspondent à un débit du jet $Q_j = 2\ \ell/s$ et à un débit ambiant $Q_s = 5\ \ell/s$, soit un rapport $Q_s/Q_j = 2,5$ se situant dans la moyenne de la gamme prospectée. La vitesse axiale maximale du contre-courant serait en l'absence du jet de 0,2 m/s.

La physionomie de l'écoulement, qui résulte du mélange du jet au fluide ambiant, semble à première vue complexe, du fait de la turbulence et de mouvements instationnaires. Il apparait toutefois, au milieu de cet ensemble complexe, une caractéristique particulièrement remarquable du mouvement : le jet, à sa sortie de la buse, comporte un cône potentiel dont la position est pratiquement fixée et que l'on distingue clairement sur les planches 1, 2, 3 et 4. Mais au delà du point A, qui se situe à 100 mm environ de la sortie de l'orifice et qui marque l'extrêmité du cône potentiel (voir Schémas1b, 2b, 3b, 4b), le jet est dévié de son axe et entraîné par l'écoulement ambiant. Il en résulte un mouvement circulaire et périodique bien défini du jet, dans le même sens que la rotation ambiante, autour de l'axe du conduit. De plus, d'après les observations, le jet ne tourne pas visiblement autour de lui-même, mais est entraîné en bloc et subit de ce fait une torsion de la part du fluide ambiant.

3.2.1. Conventions adoptées pour la présentation des documents.

Sur la figure 3.6 sont représentés le conduit d'expérience et les conditions d'observation. Le faisceau lumineux, issu d'une fente étroite, passe par l'axe de la conduite et forme un angle de 9° avec la verticale.

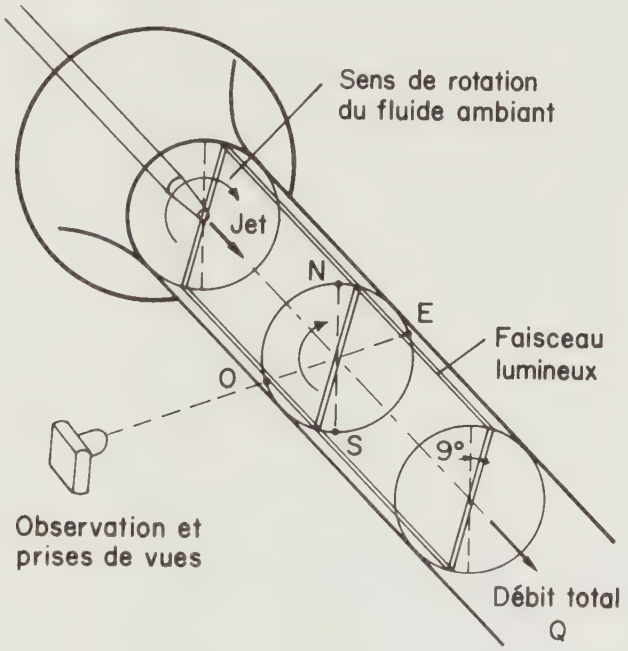
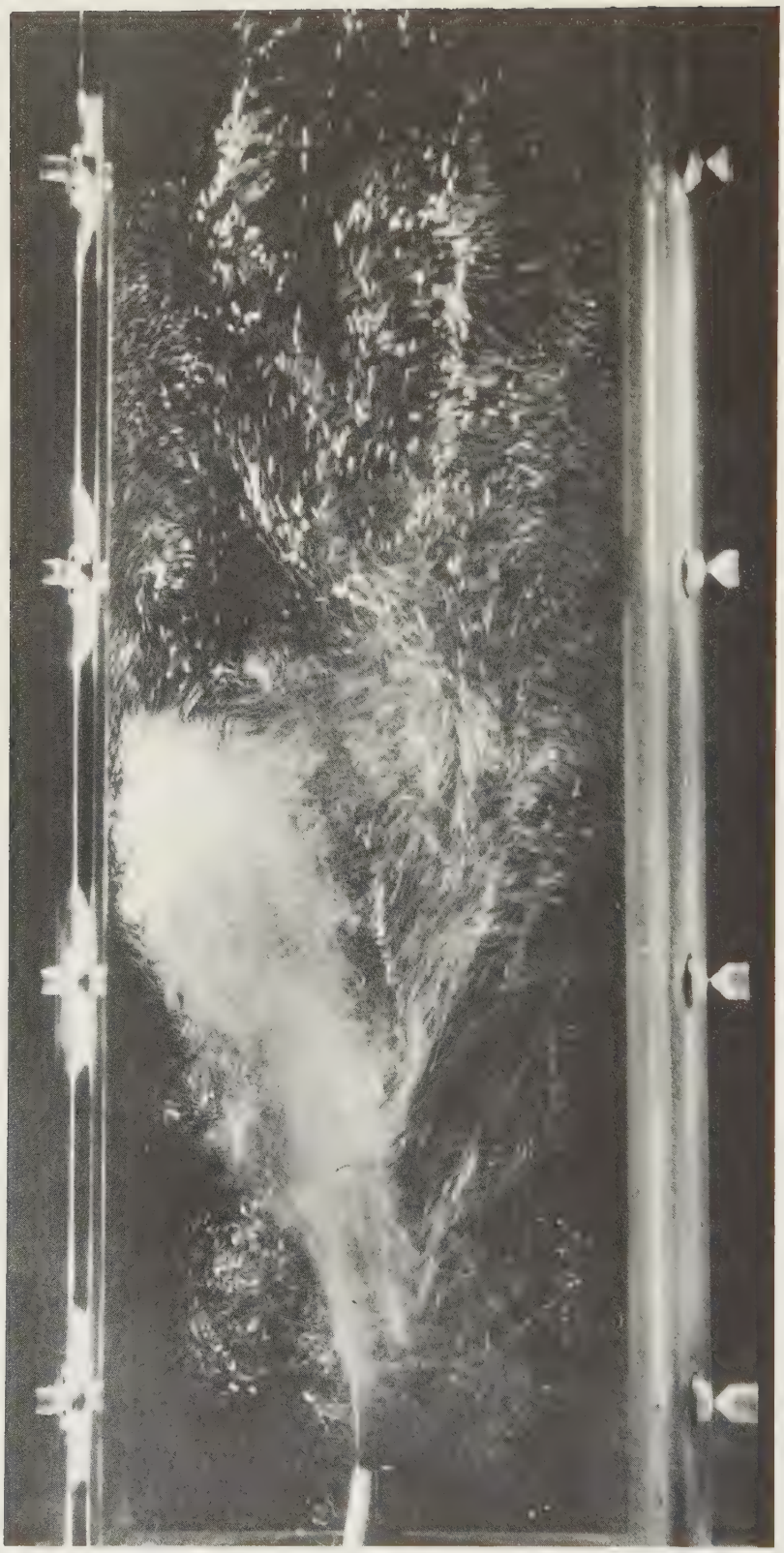


Fig. 3.6 - CONVENTIONS ADOPTÉES POUR LA PRÉSENTATION DES PLANCHES

Le sens de rotation du fluide ambiant, à l'entrée du conduit, est indiqué sur la figure 3.6 : il est dans le sens des aiguilles d'une montre pour un observateur placé dans la région d'aval de l'écoulement et regardant l'amont.

PL. 3.1



$Q_s = 5$ l/s $\quad Q_j = 2$ l/s

$Q_s / Q_j = 2,5 \quad f = 46,5$ c/mn

Position : N

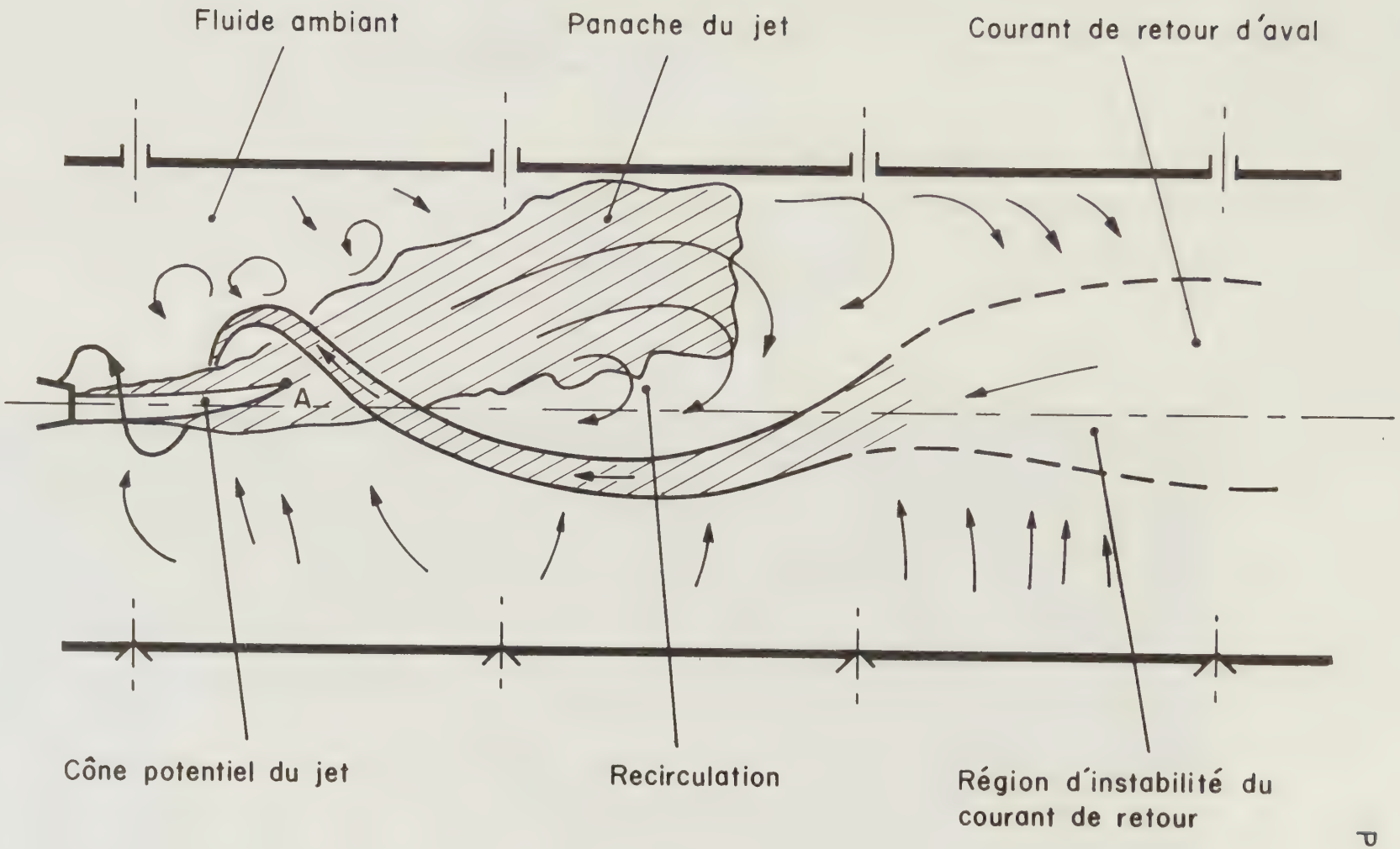


SCHÉMA D'ÉCOULEMENT EXTRAIT DE PLANCHE 1 - $Q_s / Q_j = 2,5$

PL. 1b

PL. 3.2

$Q_s = 5$ l/s $\quad Q_j = 2$ l/s

$Q_s / Q_j = 2,5 \quad f = 46,5$ c/mn

Position : N.E.

PL. 2b

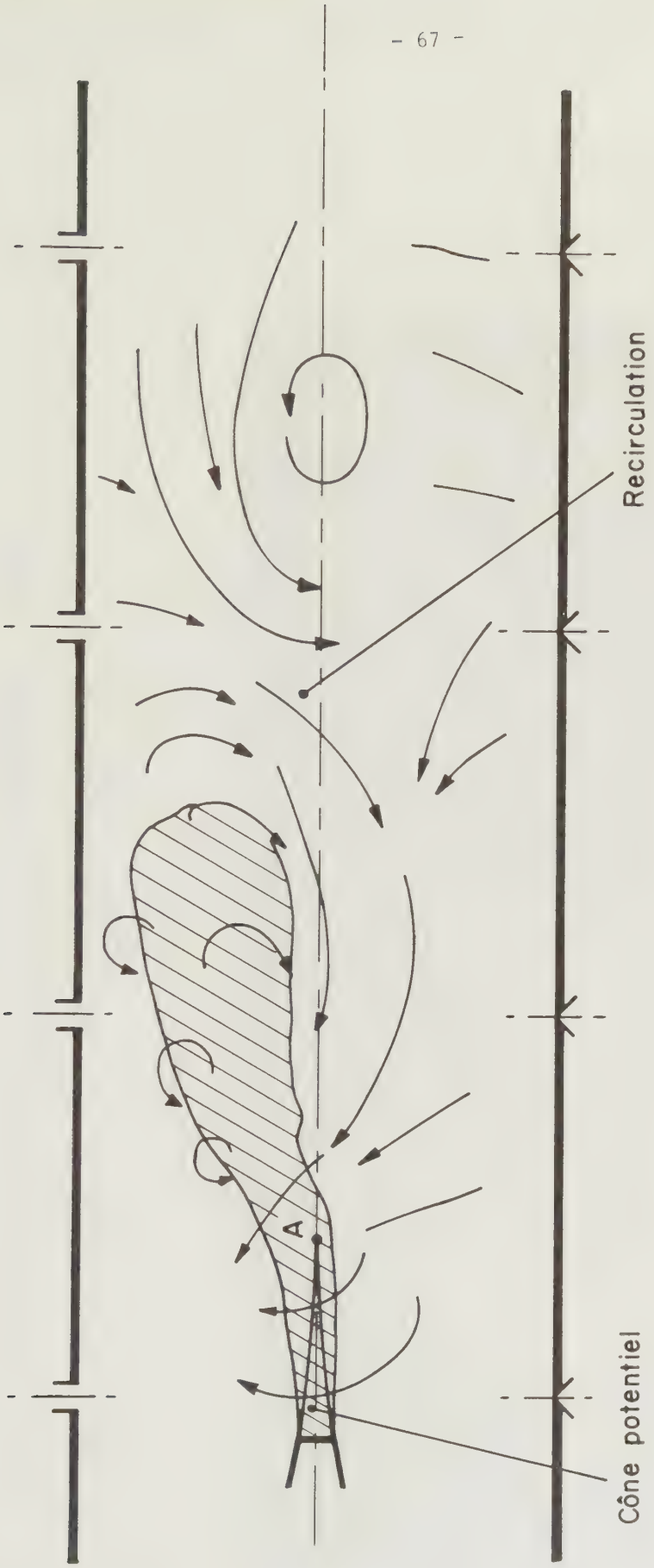


SCHÉMA D'ÉCOULEMENT EXTRAIT DE PLANCHE 2

PL. 3.3

$Q_s = 5$ l/s $\quad Q_j = 2$ l/s

$Q_s / Q_j = 2,5 \quad f = 46,5$ c/mn

Position : E

PL. 3b

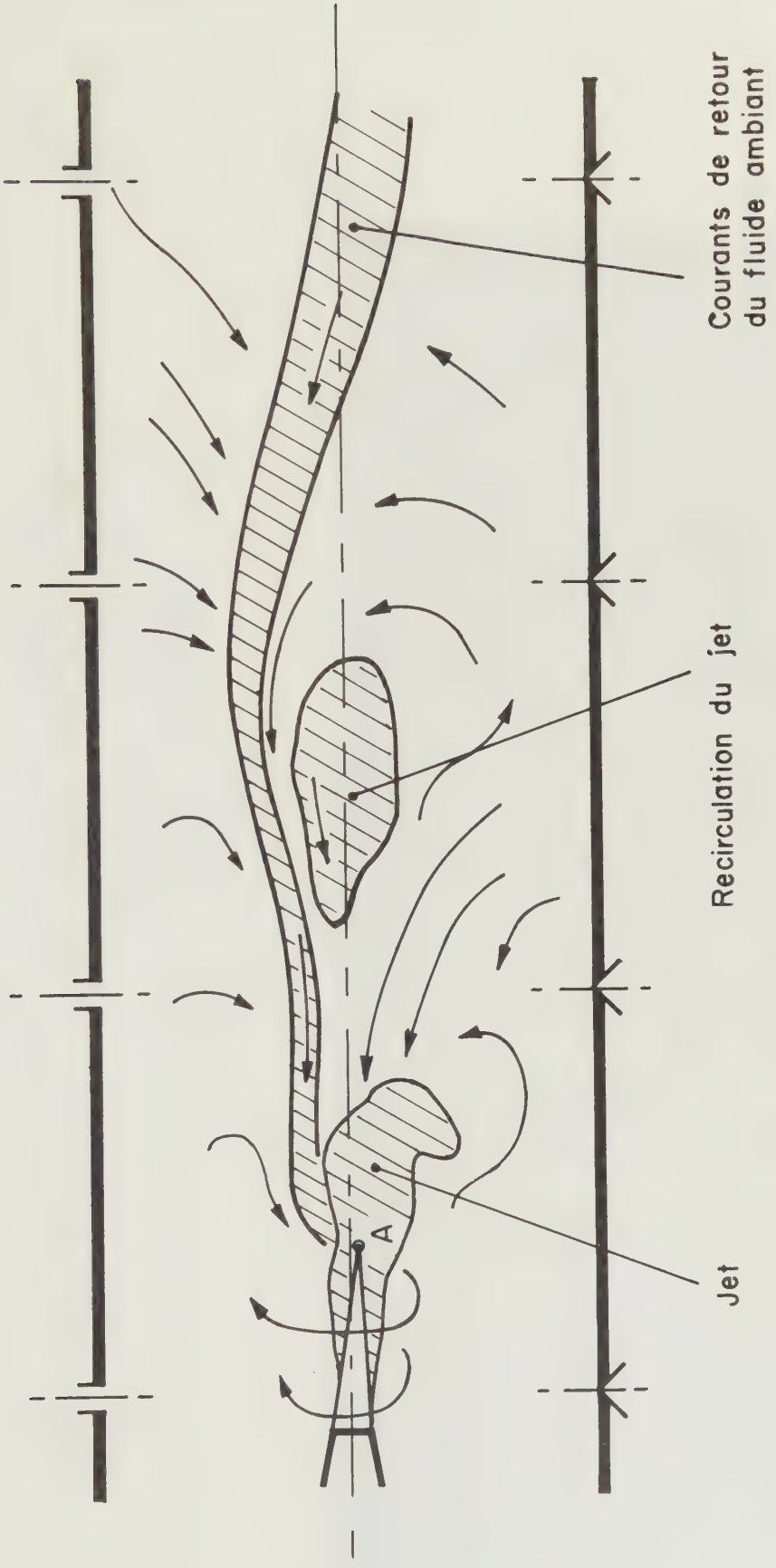


SCHÉMA D'ÉCOULEMENT EXTRAIT DE PLANCHE 3

PL. 3.4

$Q_s = 5$ l/s $\quad Q_j = 2$ l/s

$Q_s / Q_j = 2,5 \quad f = 46,5$ c/mn

Position : S

PL. 4b

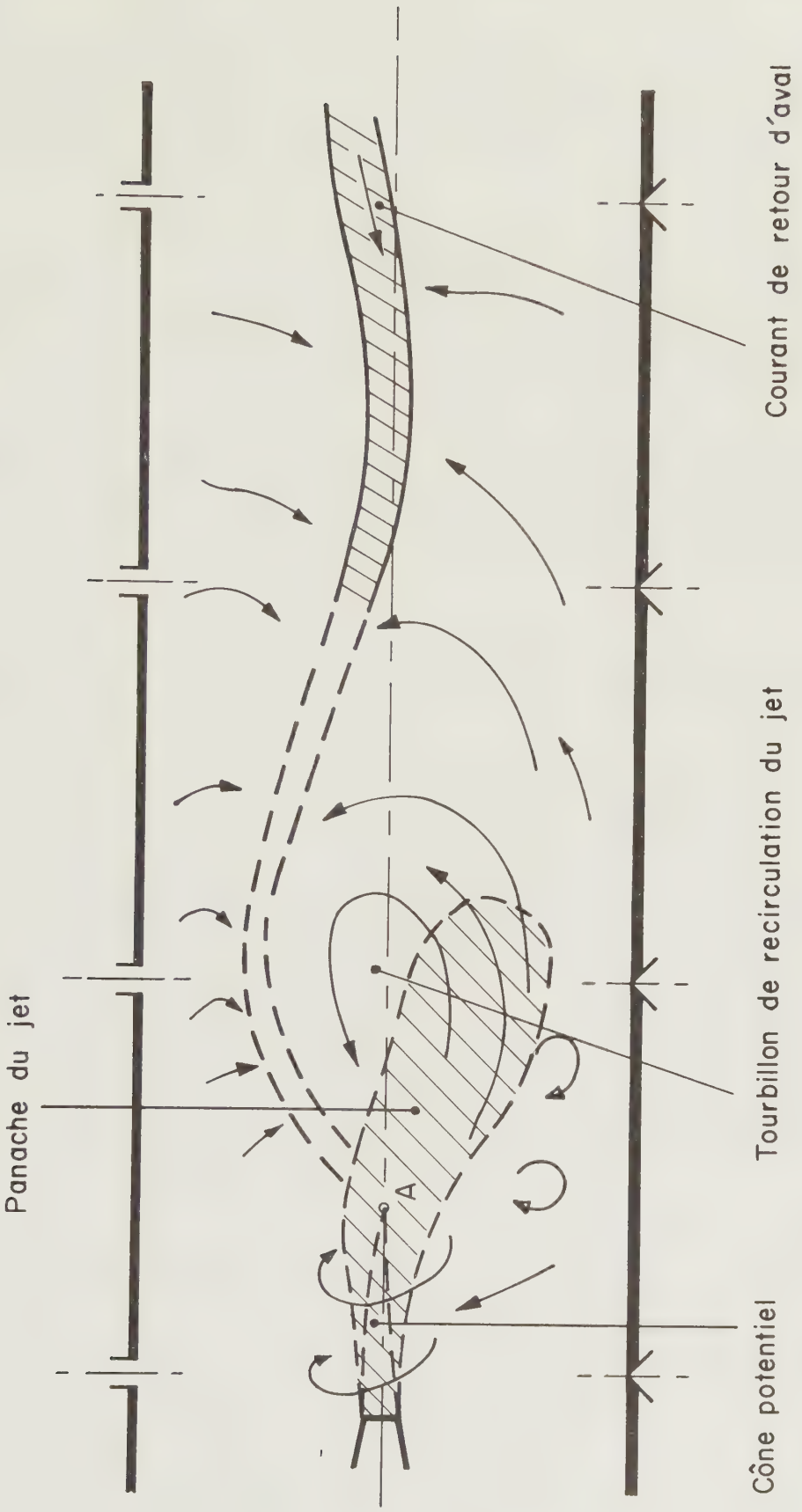


SCHÉMA D'ÉCOULEMENT EXTRAIT DE PLANCHE 4

La visualisation et les prises de vues se font à l'emplacement indiqué également sur la figure, c'est à dire à l'ouest du tube, selon les conventions choisies: le nord (N) est la position la plus haute, le Sud (S) la plus basse du tube, et l'est (E) se trouve à l'arrière du conduit.

3.2.2. Principaux aspects de l'écoulement.

Au cours de son mouvement périodique, le jet passe successivement aux positions N, E, S et O. Comme le faisceau lumineux ne change pas de position, on doit observer, au cours du temps, des coupes successives de l'écoulement oscillant.

C'est bien ce que l'on observe sur les planches 1(N), 2(N.E), 3(E) et 4(S). Les vues photographiques sont complétées par des croquis permettant de faciliter la compréhension des documents et montrant les principales régions caractéristiques du mouvement du fluide.

Pour donner une idée de la structure générale de l'écoulement, nous proposons le schéma très simplifié de la figure 3.7, sur lequel on distingue deux courants principaux :

1°) Le jet, provenant de la gauche, s'élargit à l'extrêmité A de son cône potentiel en un panache qui s'incurve et se referme sur lui-même, formant ainsi un tourbillon de recirculation, qui vient aboutir près du point A.

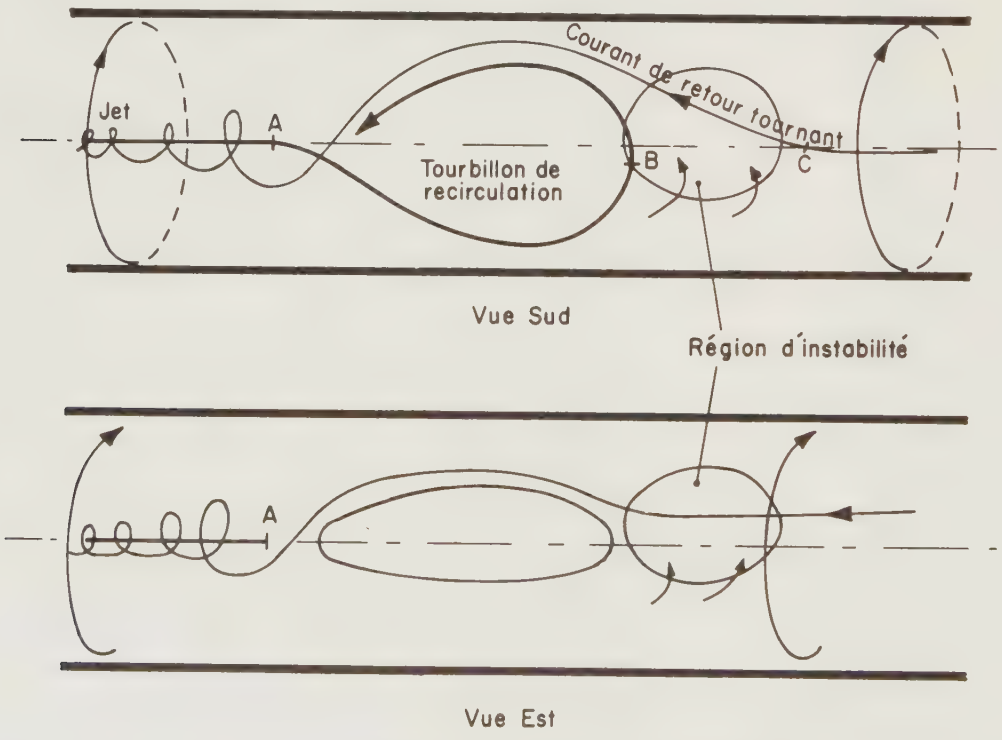


Fig. 3.7 - SCHÉMAS DES COURANTS PRINCIPAUX

Dans la vue Sud de la figure 3.7, le jet et le tourbillon sont schématisés par une ligne en forme de crosse, et cette allure se retrouve sur la planche 4. La vue Est de la figure 3.7 et la planche 3 montrent que le tourbillon de recirculation a la forme d'une lentille ou d'un ellipsoïde aplati.

2°) L'écoulement tournant situé en aval comporte un noyau central visualisé grâce aux bulles d'air et visible par exemple sur la planche 4. Ce noyau ou filament se trouve au centre du courant de retour provenant de la droite et il est entraîné par le tourbillon de recirculation jusqu'au point A, puis par le milieu ambiant rotatif entourant le cône potentiel du jet. L'expérience montre que ce filament tourne de plus en plus vite autour du cône potentiel au fur et à mesure qu'il s'en rapproche, décrivant des hélices dont le diamètre diminue progressivement, et remonte jusqu'à 60 mm environ (soit cinq diamètres d'orifice) en amont de la buse d'injection. Réaspiré par le jet, il revient ensuite dans la zone du mélange en hélices de diamètre constant et voisin de celui du jet.

L'ensemble de ces deux courants principaux tourne autour de l'axe du tube, avec une période qui, comme nous le verrons, est très régulière dans une large gamme de conditions expérimentales.

On notera toutefois que, dans la région située entre l'extrêmité aval B du tourbillon de recirculation et sur une distance BC de l'ordre d'un diamètre de conduit, peuvent apparaître de manière intermittente des régimes instables, caractérisés par un éclatement du noyau tourbillonnaire et la formation de tourbillons fugitifs : cet aspect se retrouve sur la planche 1 et sera décrit de manière plus détaillée au paragraphe 3.5.

Lorsque les valeurs des débits sont différentes des conditions actuelles, ce schéma subsiste, mais les trajectoires instantanées subissent des modifications qu'il paraît intéressant de décrire.

3.3. EVOLUTION EN FONCTION DES DEBITS

3.3.1. Influence d'une variation du débit secondaire.

Les vues photographiques montrées sur les planches 1, 5, 6, 7 et 8 correspondent à un même débit du jet Q_j = 2 ℓ/s et des débits ambiants décroissants (5, 4, 3, 2 et 1 ℓ/s). Les photographies permettent de se rendre compte des modifications apportées à l'ensemble des trajectoires instantanées dans un plan diamètral du tube par une variation du débit secondaire. Pour faciliter la comparaison, nous avons

choisi des clichés correspondant à une même position du jet, la position Nord, à l'exception toutefois de la planche 8 pour laquelle la vue Sud montrait avec plus de détails les courants de retour extérieurs au jet.

On observe d'une manière générale, au fur et à mesure que le débit ambiant diminue, une tendance du jet à conserver son autonomie sur une distance plus grande. Pour des débits ambiants de 4 et 3 ℓ/s (planches 5 et 6), le panache du jet atteint la paroi et la suit sur une distance supérieure à un diamètre de conduit. Simultanément, le tourbillon principal de recirculation engendré par le jet s'étend vers l'aval et augmente de volume.

Pour un débit ambiant de 2 ℓ/s (planche 7), ce tourbillon de recirculation comprend la majeure partie du tube et force le jet à coller à la paroi et à s'incurver davantage, dès la fin du cône potentiel. La distance parcourue par le jet le long de la paroi est supérieure à deux diamètres de tube. Un petit tourbillon de recirculation externe apparaît à la partie supérieure de la chambre, en arrière du panache du jet.

Sur la planche 8 correspondant à un débit ambiant plus faible, égal à 1 ℓ/s, on constate que cette tendance à la recirculation externe s'est accrue de manière considérable. La vitesse moyenne ambiante axiale (0,027 m/s) est très faible par rapport à la vitesse initiale du jet (17,7 m/s) et il n'est pas étonnant que l'on retrouve un aspect comparable à celui qui a pu être observé dans un élargissement brusque . Mais il est bon de noter que le jet est malgré tout entraîné dans un mouvement de rotation par les composantes tangentielles ambiantes, et que sa période bien que moins régulière que pour les cas précédents est encore relativement bien définie, à moins de 10% près.

Notons enfin que, au fur et à mesure que le débit ambiant diminue, pour un débit du jet constant, la fréquence de rotation de l'ensemble de l'écoulement jet-fluide ambiant diminue. La période est très régulière pour des débits supérieurs à 2 ℓ/s dans le cas actuel, elle l'est moins pour des débits inférieurs, mais elle continue à être nettement marquée même pour des débits ambiants très inférieurs à 1 ℓ/s.

3.3.2. Influence d'une variation du débit primaire.

L'influence d'une variation du débit primaire sur la structure des trajectoires instantanées est illustrée par les planches 9, 10 et 11. Dans ces conditions, le débit ambiant est maintenu constant et égal à 5 ℓ/s, tandis que le débit du jet prend successivement des valeurs de 1,5 - 1 et 0,75 ℓ/s. Ces trois

PL. 3.5

Q_s = 4 L/s Q_j = 2 L/s

Q_s / Q_j = 2 f = 40 c/mn

Position : N

PL. 3.6

Q_s = 3 l/s Q_j = 2 l/s

Q_s / Q_j = 1,5 f = 40 c/mn

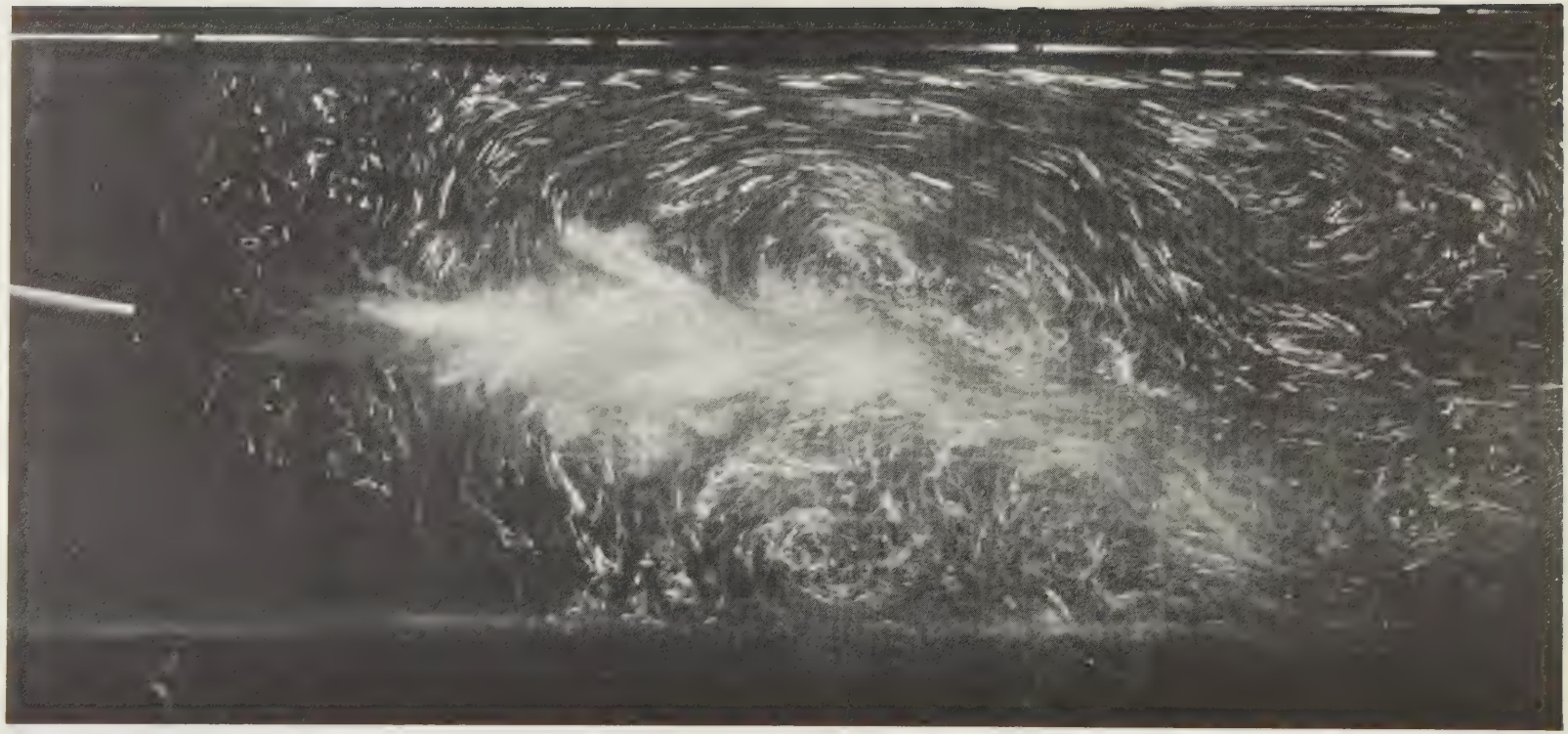
Position : N

PL. 3.7

$Q_s = 2$ l/s $\quad Q_j = 2$ l/s

$Q_s / Q_j = 1$ $\quad f = 32$ c/mn

Position : N



Q_s = 1 l/s Q_j = 2 l/s

Q_s / Q_j = 0,5 f = 18 c/mn (Irrégulière)

Position : S

PL. 3.8

planches correspondent à une position Nord du jet et peuvent être rapprochées de la planche 1, pour laquelle le débit ambiant est également de 5 ℓ/s, le débit du jet étant de 2 ℓ/s.

Sur la planche 9, on constate tout d'abord que le panache du jet ne touche plus la paroi. Cette tendance s'accentue au fur et à mesure que le débit du jet diminue.

Un autre aspect peut être souligné : le tourbillon de recirculation engendré par le jet devient moins étendu et se rapproche de l'axe du tube, lorsque le débit primaire est plus faible. Sur la planche 10 par exemple, pour un débit primaire de 1 ℓ/s, on distingue très nettement ce tourbillon, et l'on constate de plus qu'un autre tourbillon s'est formé en aval comme dans un contre-jet. Notons que cette vue est prise selon un plan diamétral de l'écoulement.

La planche 11 correspond à un débit du jet encore plus faible (0,75 ℓ/s) et à un éclairage d'ensemble de la chambre d'expériences. La vue photographique montre l'aspect caractéristique de la région perturbée par le jet : cette zone, située près de l'axe du conduit, prend la forme d'un "cocon" ou d'une "quenouille", placés au sein de l'écoulement ambiant tournant. On retrouve ainsi un aspect noté par différents auteurs dans d'autresconditions, notamment par KWAN-LOK-SO, qui a employé également le terme de "cocon" (cocoon) et dont les travaux seront repris plus loin (chapitre 6).

3.3.3. Evolution en fonction du rapport des débits.

Nous n'avons cité jusqu'à maintenant que des valeurs absolues des débits, mais il peut être intéressant de faire intervenir leur rapport, Q_s/Q_j, qui parait être un paramètre adimensionnel essentiel de l'étude actuelle.

Les valeurs de ce rapport figurent sur les planches 1 à 12, et permettent de suivre l'évolution des caractéristiques de l'écoulement, par exemple en fonction des valeurs croissantes du rapport des débits :

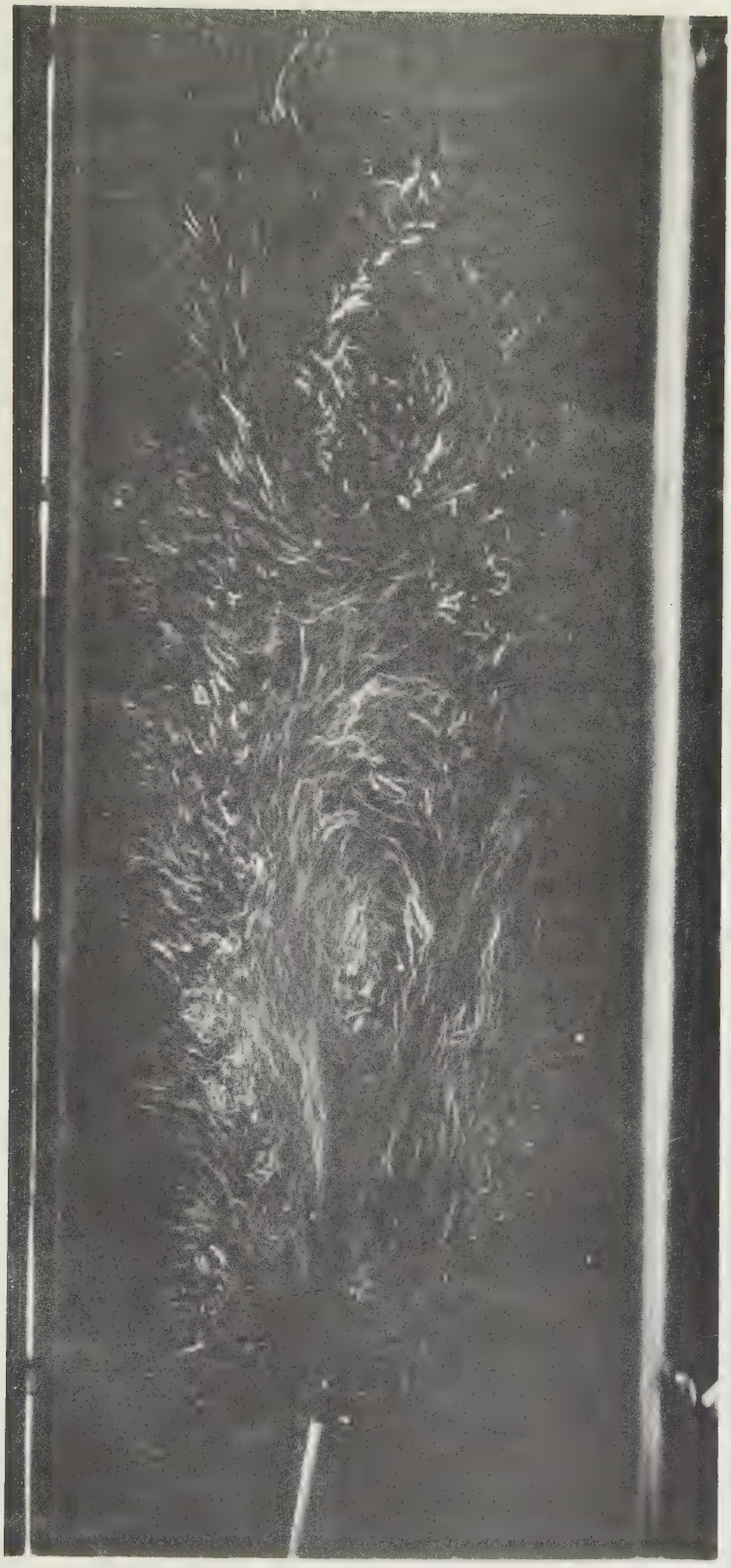
PL. 3.9

$Q_s = 5$ l/s $\quad Q_j = 1,5$ l/s

$Q_s / Q_j = 3,33$ $\quad f = 40$ c/mn

Position : N

PL. 3.10

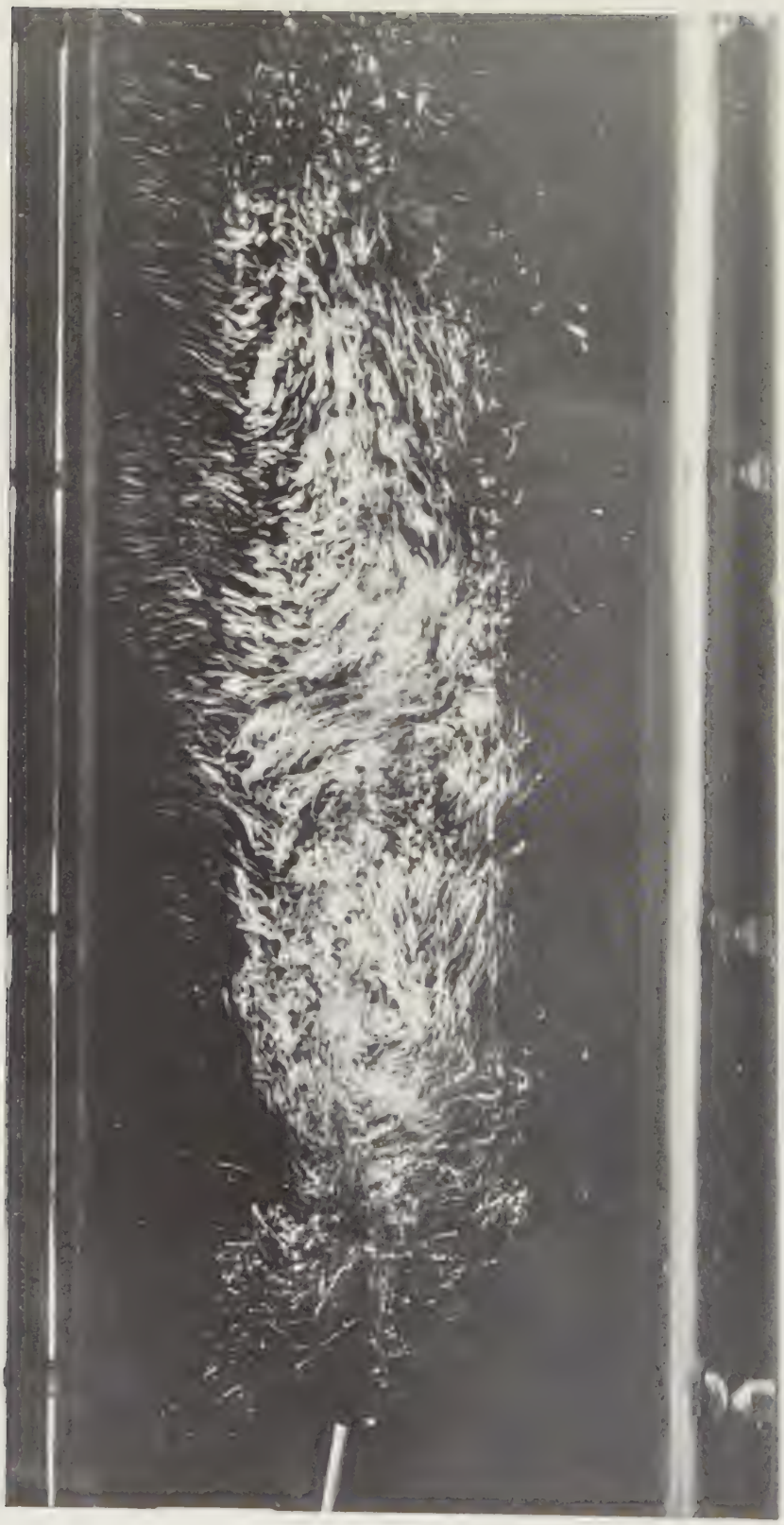


$Q_s = 5$ l/s $\quad Q_j = 1$ l/s

$Q_s / Q_j = 5$ $\quad f = 30$ c/mn

Position : N

PL. 3.11



Q_s = 5 l/s Q_j = 0,75 l/s

Q_s / Q_j = 6,67 f = 28 c/mn

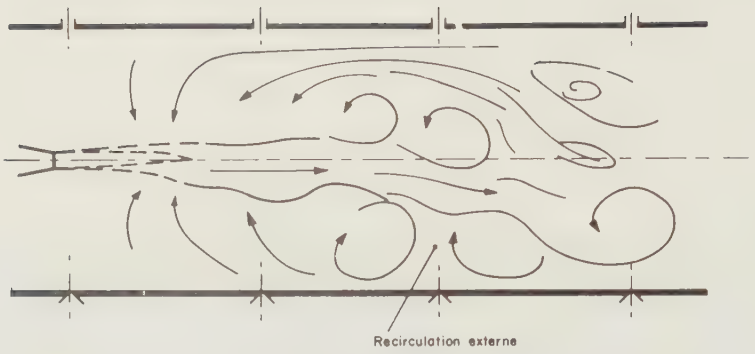
Position : Jet dans cocon

PL. 3.12

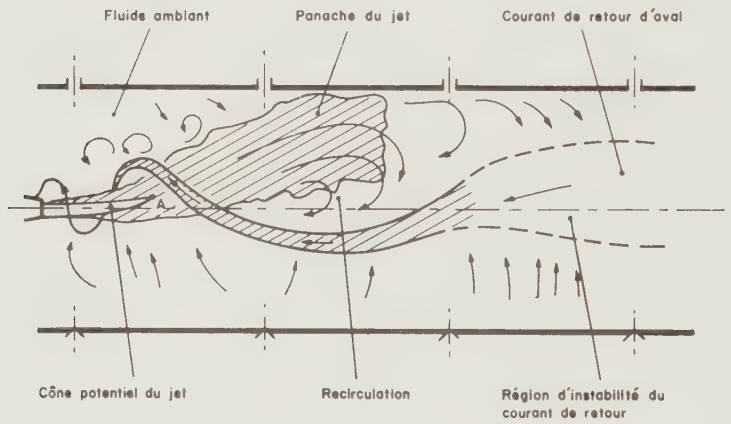
$Q_s = 2$ l/s $\quad Q_j = 1$ l/s

$Q_s / Q_j = 2$ $\quad f = 23$ c/mn

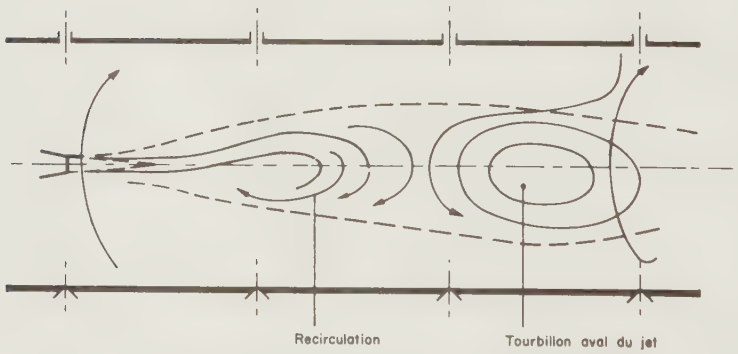
Position : N



(a) SCHEMA D'ECOULEMENT EXTRAIT DE PLANCHE 8 - $Q_s / Q_j = 0,5$



(b) SCHEMA D'ECOULEMENT EXTRAIT DE PLANCHE 1 - $Q_s / Q_j = 2,5$



(c) SCHEMA D'ECOULEMENT EXTRAIT DE PLANCHE 10 - $Q_s / Q_j = 5$

Fig. 3.8

Planche n°	Q_s/Q_j	Position
8	0,5	S
7	1	N
6	1,5	N
5	2	N
1	2,5	N
9	3,33	N
10	5	N
11	6,67	

Afin de résumer les différentes phases observées, nous avons rassemblé sur la figure 3.8 trois schémas d'écoulements, correspondant respectivement à Q_s/Q_j = 0,5 (planche 8) - 2,5 (planche 1) et 5 (planche 10). Ces trois schémas montrent comment se manifeste l'influence du débit ambiant ou du débit du jet, selon la valeur relative de l'un par rapport à l'autre, dans un cas moyen et dans deux conditions extrêmes.

Les planches photographiques présentées dans ce mémoire constituent des exemples choisis parmi de nombreux documents obtenus au cours des essais. Ces documents se trouvent aux archives des Laboratoires de Mécanique des Fluides, où il$_s$ peuvent être éventuellement consultés.

L'ensemble de ces vues nous a été très utile pour vérifier un fait important pour la suite : s'il est vrai que le rapport des débits joue un rôle essentiel sur la configuration de l'écoulement, on doit retrouver des aspects qualitatifs analogues si l'on fait varier les valeurs absolues des débits sans changer leur rapport. C'est effectivement ce que l'on observe sur les documents photographiques, comme le montre par exemple la planche 12 : les débits du jet ambiant sont respectivement égaux à 1 et 2 ℓ/s, mais leur rapport qui est égal à 2, est le même que pour le cas reporté sur la planche 5. On constate dans les deux conditions et malgré des débits différents en valeur absolue, que le jet est dévié du même angle par rapport à l'axe et que le tourbillon de recirculation présente une structure analogue dans les deux cas. Nous soulignons toutefois que l'ensemble de l'écoulement est moins turbulent pour les conditions de la planche 12 que pour celles de la planche 5.

3.4. ETUDE DE LA PERIODE DU JET

3.4.1. Résultats expérimentaux

Au cours des essais de visualisation, nous avons mesuré la fréquence moyenne f du jet, exprimée en cycles par minute, pour les divers débits primaires et secondaires considérés.

Afin d'obtenir une valeur moyenne de la fréquence, nous avons mesuré dix périodes du jet à l'aide d'un chronomètre et répété dix fois l'opération. La moyenne générale de l'ensemble de ces cent périodes correspond à la période moyenne et son inverse multiplié par soixante à la fréquence moyenne en cycles par minute. Les valeurs de f ainsi déterminées ont été portées sur le tableau ci-dessous, en cycles par minute, les débits étant exprimés en ℓ/s :

Q_s \ Q_j	2,0	1,5	1,0	0,75
5	f = 46	40	30	28
4	43	35	27	23
3	40	34	25	22
2	32	30	23	19
1	18	16	14	12

Tableau n° 1

La définition de la période s'est révélée dans la plupart des cas très satisfaisante, malgré le caractère turbulent de l'écoulement. En effet l'écart maximal en pourcentage n'a jamais dépassé $\pm$ 10%. Sur la figure 3.9, qui rassemble les résultats expérimentaux du tableau n° 1 ci-dessus, les courbes en tirets joignent les points pour lesquels l'écart maximal a été compris entre $\pm$ 5 et $\pm$ 10% . les courbes en traits pleins joignent les points pour lesquels l'écart maximal est inférieur à $\pm$ 5 % ;

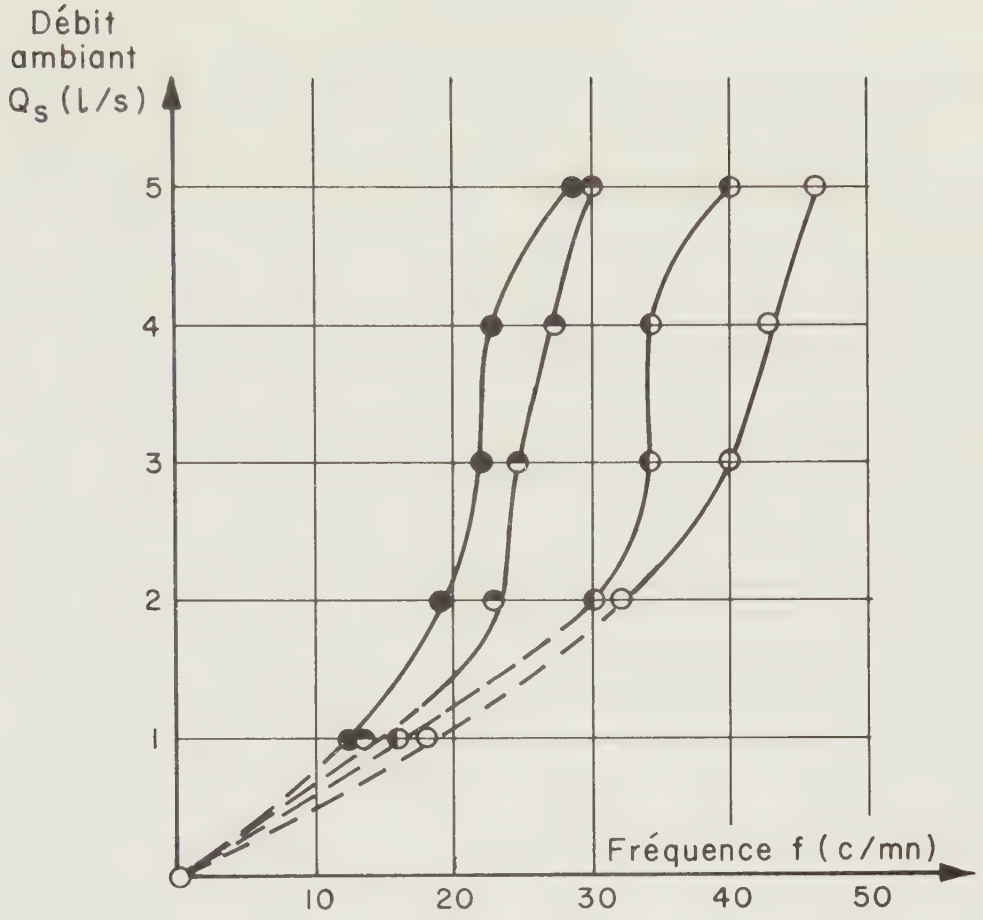


Fig. 3.9 EVOLUTION DE LA FREQUENCE DU JET

pour la plupart de ces points d'ailleurs, l'écart maximal ne dépasse pas $\pm$ 2,5 % ; ce qui correspondrait à un écart quadratique moyen inférieur à $\pm$ 1 %, ce qui peut être considéré comme remarquable étant donné les conditions de l'écoulement.

3.4.2. Premier essai d'interprétation des résultats.

La première idée qui vient à l'esprit, pour expliquer la mise en rotation du jet, consiste à admettre que celui-ci est entraîné par le milieu ambiant.

Pour vérifier cette hypothèse, on peut faire le raisonnement suivant. Comme on l'a vu précédemment, au paragraphe 3.1.1. et comme le montre la figure 3.3., on peut admettre en première approximation que le fluide ambiant tourne en bloc avec une fréquence de 160 cycles par minute, lorsque le débit total est de 4,53 ℓ/s.

On sait par ailleurs (chapitre 1) que le système actuel de mise en rotation conduit à une intensité de rotation indépendante du débit total. Il s'ensuit que les vitesses locales et la vitesse angulaire sont proportionnelles au débit total ; il en est de même pour la fréquence. Une première tentative consiste par conséquent à voir si la fréquence est proportionnelle au débit total Q. En vue d'effectuer ce contrôle, nous avons reporté sur la figure 3.10 les points expérimentaux : en abscisses est indiqué le débit total, en ordonnées la fréquence. On constate que, d'une manière globale, les points se regroupent effectivement à l'intérieur d'un fuseau centré sur l'origine et dont l'axe serait la droite : $f = 6{,}4\ Q$ (f en cycles/minute, Q en ℓ/s). Toutefois, l'angle au sommet du fuseau n'est pas négligeable, et la dispersion des points autour de la droite moyenne n'est pas due à des erreurs d'expérience.

Si, maintenant, on compare cette droite moyenne à la droite issue de l'origine et passant par le point correspondant aux essais en l'absence de jet ($Q = 4{,}53\ \ell/s$, $f = 160$ cy/mn), on constate qu'il y a une très grande différence entre les deux droites. En effet, les pentes des deux droites ne sont pas du même ordre de grandeur : 35,4 en l'absence de jet et 6,4 en présence de jet.

On peut tirer de cette confrontation la conclusion suivante : il est exact de dire que le mouvement périodique du jet est dû à la rotation initiale du fluide ambiant ; toutefois, le jet perturbe lui-même l'écoulement tournant initial, de telle sorte que l'ensemble ainsi créé possède des propriétés nouvelles. C'est ainsi que la zone du mélange entre jet et milieu ambiant tourne beaucoup plus lentement que le milieu ambiant seul.

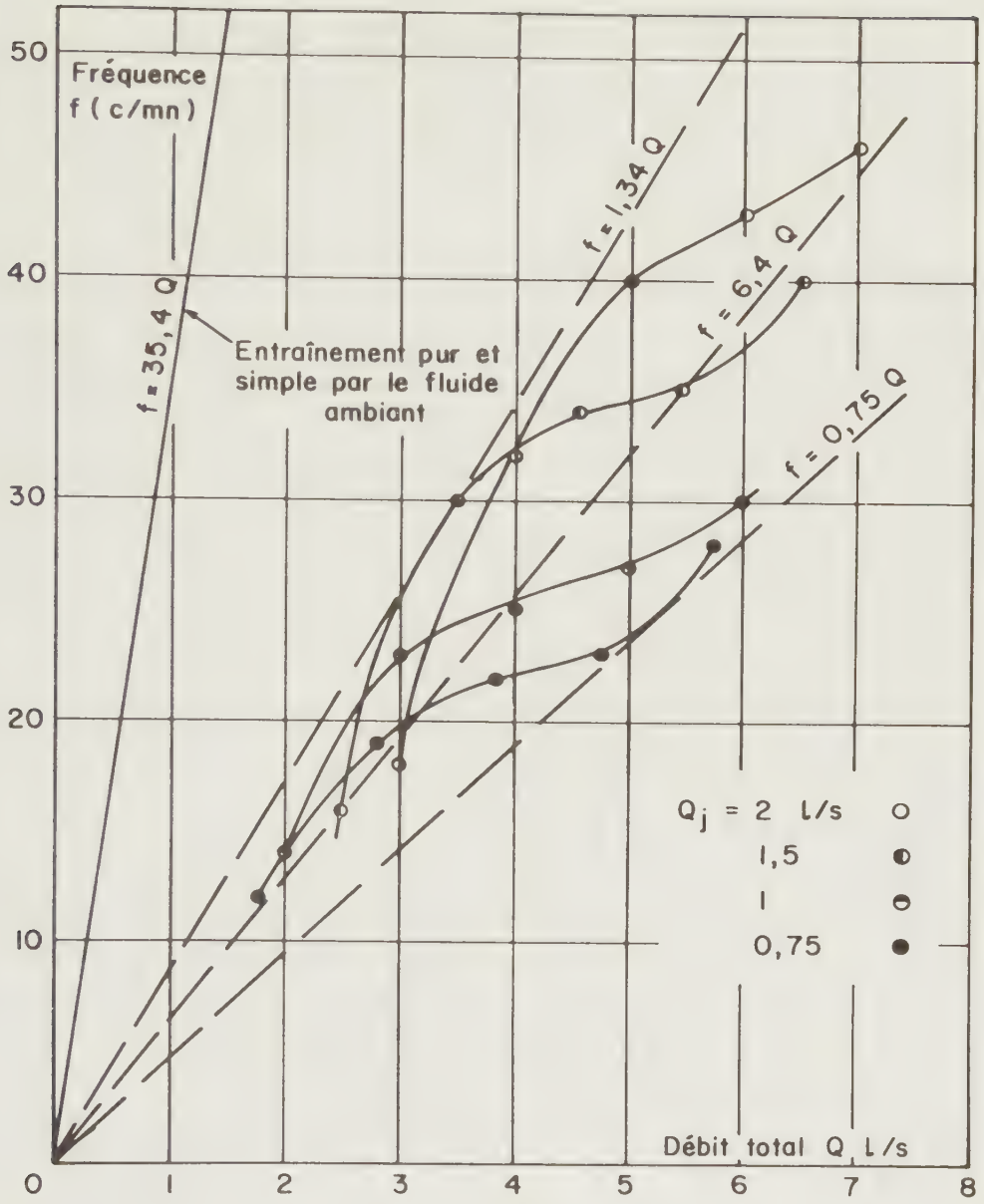


Fig. 3.10 - COMPARAISON ENTRE LES FREQUENCES DE ROTATION

Dans de telles conditions, il paraît nécessaire de rechercher d'autre modes de représentation des résultats, par exemple, en faisant appel à l'analyse dimensionnelle.

3.4.3. Raisonnement par l'analyse dimensionnelle

a) Choix des paramètres et mise en équation.

Il importe au préalable de savoir de quels facteurs peut dépendre la période du jet. Tout d'abord, d'après les études antérieures sur les jets confinés (cf. chapitre 1), on doit avoir comme paramètres le débit du jet Q_j, le diamètre d de la buse d'injection, le débit ambiant Q_s et le diamètre D de la chambre. Pou tenir compte de la rotation du fluide ambiant, on peut introduire son moment cinétique Γ défini au chapitre 1, et négliger les forces de frottement à la paroi du conduit. Par ailleurs, les caractéristiques physiques du fluide peuvent jouer un rôle, sous la forme par exemple de la viscosité cinématique ν , le fluide étant incompressible.

Dans ces conditions, la période T du jet s'écrit sous la forme suivante, chaque variable ayant les dimensions indiquées ci-dessous :

$$T = f\left(Q_j \;,\; Q_s \;,\; D \;,\; d \;,\; \frac{\Gamma}{\rho} \;,\; \nu \right) \qquad (3\text{-}1)$$

$$T = \quad L^3T^{-1} \;,\; L^3T^{-1} \;,\; L \;,\; L \;,\; L^5T^{-2} \;,\; L^2T^{-1}$$

Dans cette relation, interviennent deux grandeurs fondamentales et dans le deuxième membre six variables indépendantes. D'après un théorème bien connu de l'analyse dimensionnelle, la relation 3-1 peut être présentée sous la forme de cinq produits sans dimension des variables introduites précédemment, ou de combinaisons de ces variables. C'est ainsi par exemple que cette équation peut s'écrire :

$$\frac{TQ_j}{D^3} = f\left(\frac{Q_s}{Q_j} \;,\; \frac{D}{d} \;,\; \frac{\Gamma D}{\rho Q_s^2} \;,\; \frac{Q}{\nu \frac{\pi D}{4}} \right) \qquad (3\text{-}2)$$

le membre de gauche pouvant être remplacé par TQ_s/D^3 . Il est intéressant de voir ce que signifient les différents produits adimensionnels et les raisons pour lesquelles ils ont été écrits sous cette forme.

Si l'on va de la droite vers la gauche du deuxième membre de l'expression (3-2), on trouve successivement le nombre de Reynolds de l'écoulement total dans le conduit de diamètre D, l'intensité de rotation initiale du fluide ambiant, le rapport du diamètre du conduit à celui de l'injecteur, le rapport du débit secondaire au débit primaire.

Le premier membre de l'équation (3-2) est en fait l'inverse d'un nombre de STROUHAL classique. En effet, dans la littérature technique, ce nombre est le plus souvent défini sous la forme :

$$S = \frac{fD}{U}$$

f étant une fréquence, D et U une dimension et une vitesse de référence.

On peut se demander s'il n'est pas possible, dans le cadre des résultats expérimentaux actuels, de simplifier l'équation (3.2).

D'après les travaux antérieurs sur les jets confinés, il ne semble pas que le nombre de Reynolds global du conduit joue un rôle notable, étant donné le niveau de turbulence élevé qui règne dans la région du mélange, où se produit la rotation.

D'un autre côté, l'intensité de rotation et le rapport des diamètres sont demeurés constants au cours des essais et par conséquent ne doivent pas intervenir dans les résultats actuels.

Il résulte de ces considérations que l'équation (3-2) peut être présentée sous la forme très simple :

(3-3) $$\frac{T Q_j}{D^3} = f\left(\frac{Q_s}{Q_j}\right)$$

Si notre raisonnement est exact, il doit donc être possible de condenser les résultats expérimentaux portés sur la figure 3-9 et de les représenter sous la forme d'une courbe unique.

b) Vérification du raisonnement précédent.

Remarquons tout d'abord que l'équation 3.3. peut se présenter sous différentes formes, qui sont équivalentes du point de vue de l'analyse dimensionnelle. En effet, comme le rapport des débits intervient au second membre de 3-3, on peut écrire également :

(3-4) $$S_s = \frac{D^3 f}{Q_s} = f\left(\frac{Q_s}{Q_j}\right)$$

(3-5) $$S_j = \frac{D^3 f}{Q_j} = f\left(\frac{Q_s}{Q_j}\right)$$

Les nombres S_s et S_j peuvent être appelés nombres de STROUHAL secondaire et primaire. Il serait possible d'ailleurs de faire intervenir d'autres combinaisons, en prenant en compte par exemple dans le premier membre le débit total Q ou le diamètre d de l'orifice de sortie du jet.

Sur les figures 3-11, 3-12, et 3-13, sont reportés en abscisses les rapports f/Q_s et S_s (équation 3-4), f/Q_j et S_j (équation 3-5), et Q_s/f . En ordonnées, est indiqué le rapport des débits Q_s/Q_j. On constate que les points expérimentaux, dans les trois modes de représentation, se rassemblent d'une manière satisfaisante autour d'une courbe unique, ce qui confirme la validité du raisonnement présenté ci-dessus.

Il faut noter toutefois que, si l'on examine attentivement les points de mesure correspondant à un débit donné du jet, on constate que la dispersion de ces points autour de la courbe moyenne n'est pas due uniquement à des erreurs d'expérience, ce qui laisserait supposer que des paramètres non pris en compte pourraient exercer une légère influence sur la rotation du jet.

3.4.4. Conclusion

A l'aide d'un raisonnement très simple, nous sommes arrivés à une représentation condensée d'un phénomène qui semblait très complexe à première vue.

On peut se demander quelle est la signification du résultat obtenu, à savoir qu'un nombre de Strouhal caractéristique du mouvement périodique du jet dépend du rapport des débits initiaux.

Comme on l'a vu au premier chapitre, la théorie des jets confinés de CRAYA-CURTET [16, 18] nous apprend que, pour des jets suffisamment petits devant le diamètre du conduit, les rapports de débits Q_s/Q_j et de diamètres D_s/D_j peuvent être rassemblés dans un paramètre unique m ou Ct, appelé "paramètre de poussée totale".

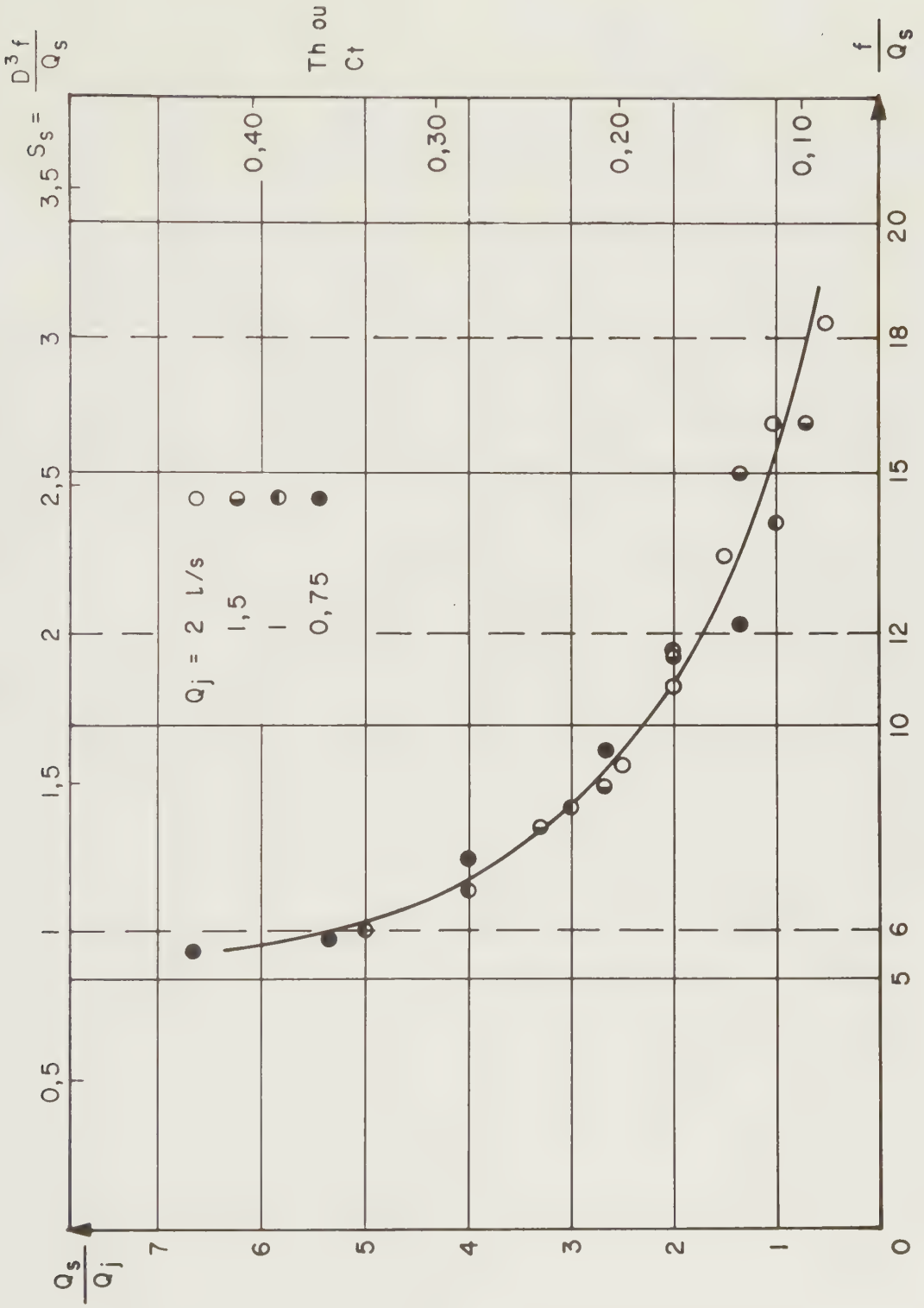


Fig. 3.11 - ÉTUDE DE LA PÉRIODE DU JET

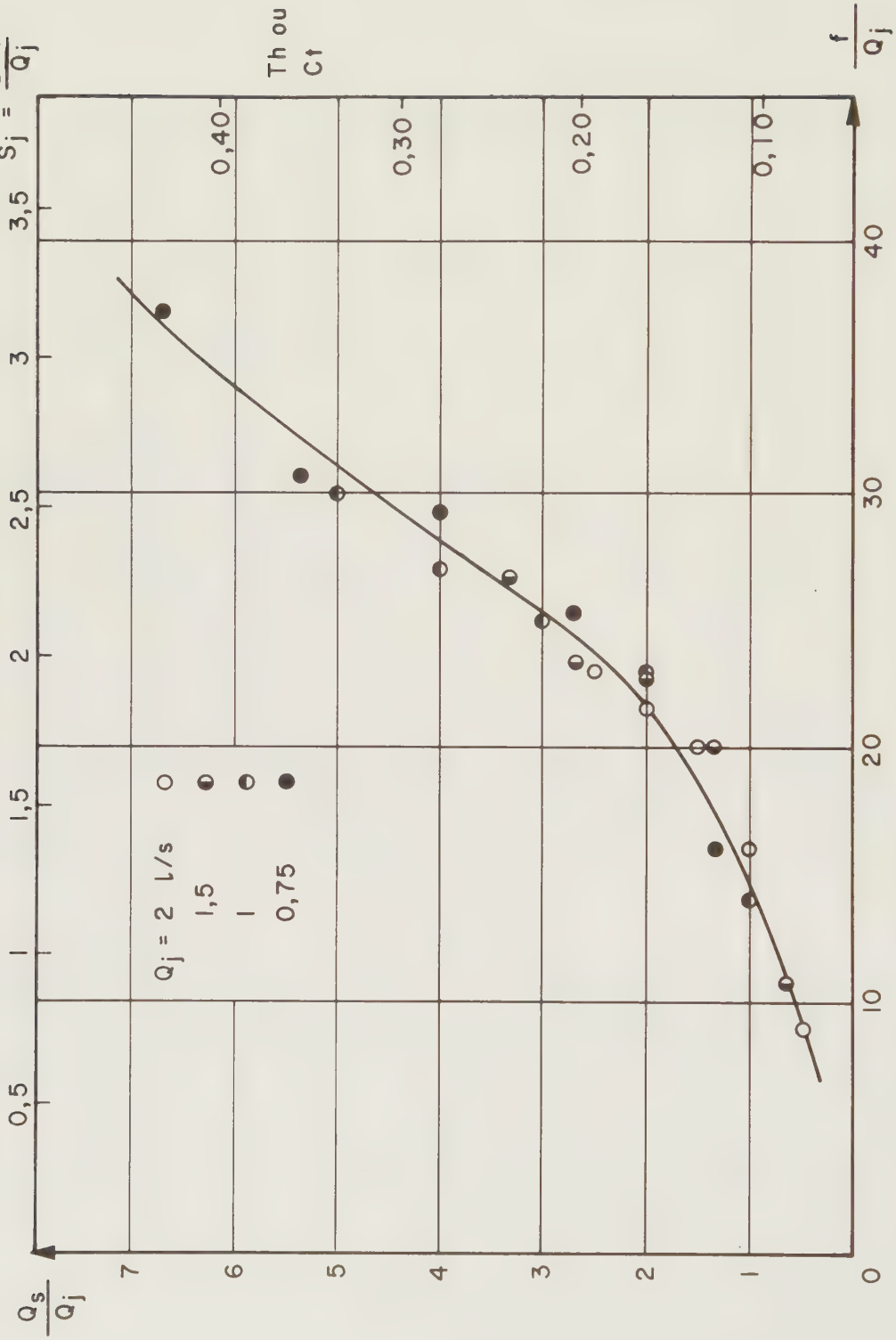


Fig. 3.12 - ÉTUDE DE LA PÉRIODE DU JET

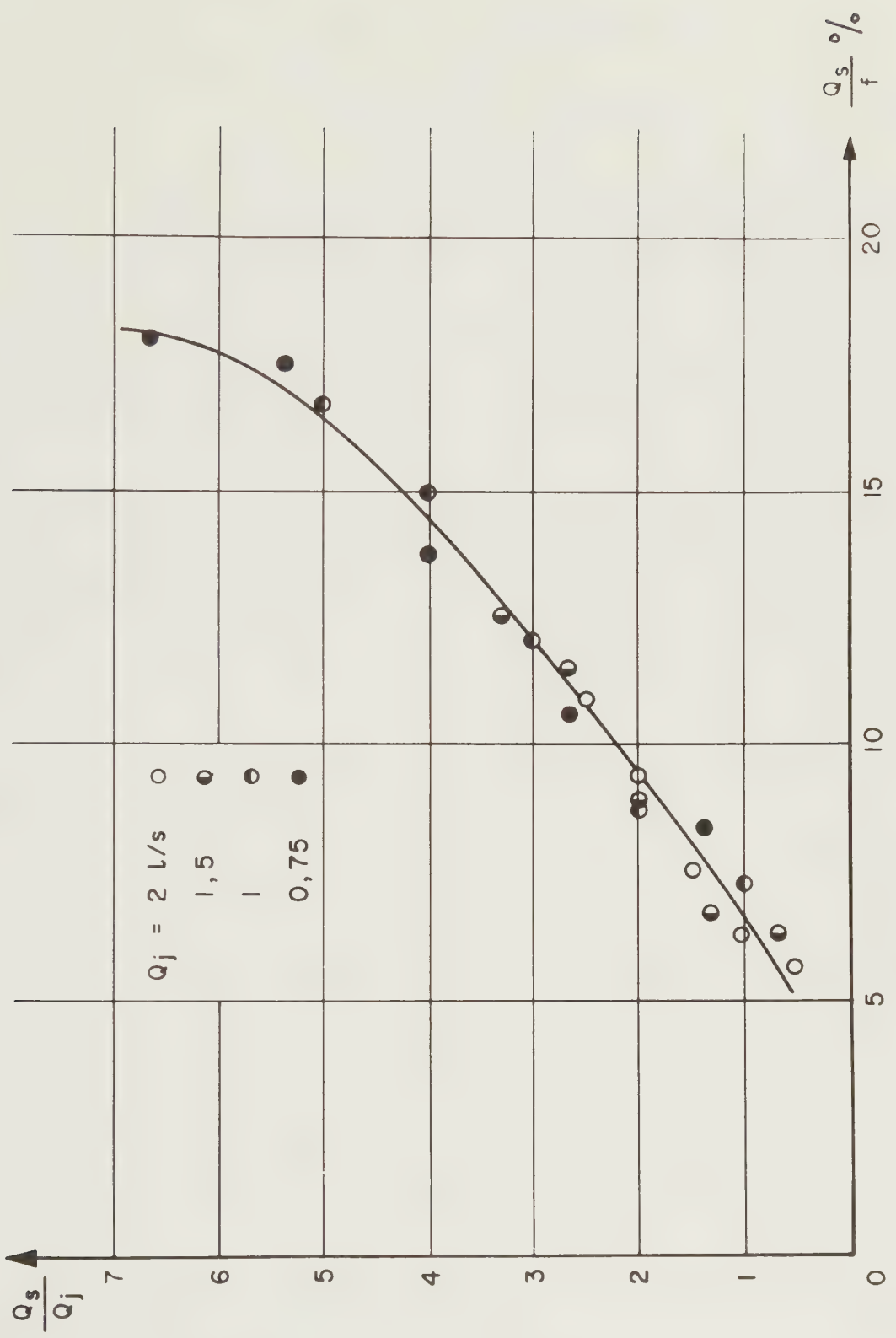


Fig. 3.13 - ÉTUDE DE LA PÉRIODE DU JET

Les calculs approchés de THRING-NEWBY [66] conduisent à un résultat du même genre :

$$T_h = \frac{Q_s + Q_j}{Q_j} \frac{d}{D}$$

Th étant le nombre de THRING-NEWBY, très voisin du paramètre Ct de CRAYA-CURTET.

En d'autres termes, on peut remplacer en ordonnées, sur les figures 3-11, 3-12 et 3-13 le rapport des débits par les nombres Ct ou Th comme cela est d'ailleurs indiqué sur les figures 3-11 et 3-12.

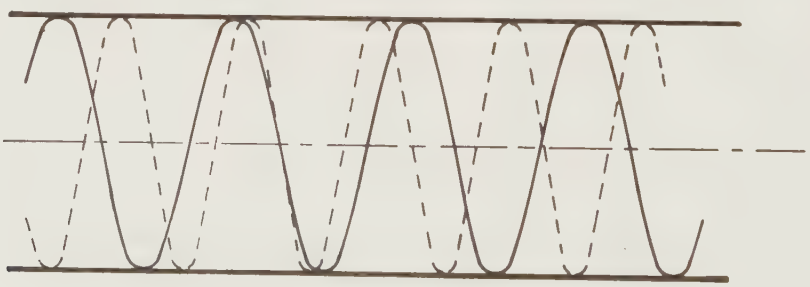
On voit ainsi que le nombre de STROUHAL est une fonction du paramètre de poussée totale. On retrouve ainsi un résultat du même genre que celui qui avait été obtenu par CURTET [18] dans l'étude des jets plans oscillants en espace confiné.

3.5. QUELQUES ASPECTS PARTICULIERS DE L'ECOULEMENT.

Afin de compléter la description des principaux aspects de l'écoulement donnée au paragraphe 3.2.2, nous voudrions mentionner deux séries d'observations, l'une sur le mouvement de rotation dans la région aval du conduit, l'autre sur un phénomène curieux d'instabilité.

3.5.1. Comportement de l'écoulement rotatif d'aval.

Lorsque l'on observe la colonne liquide située entre l'extrémité du tourbillon de recirculation engendré par le jet et le coupe-tourbillon placé en aval, on constate que les trajectoires du fluide ont effectivement retrouvé une allure hélicoïdale, analogue à celle qu'avait le fluide ambiant avant son mélange avec le jet. Mais l'ensemble de ces trajectoires est animé au cours du temps d'un mouvement alternatif d'extension et de compression dirigé dans le sens de l'axe du tube, et de période égale à celle du jet.



—— Aux temps t, t + T, etc...

— — Aux temps t + dt, t + dt + T, etc..

Fig. 3.14 - MOUVEMENT HÉLICOÏDAL ALTERNÉ EN AVAL

L'amplitude de ce mouvement est relativement faible et de l'ordre de quelques centimètres, tout au plus de l'ordre d'un rayon de conduit. La figure 3.14 donne de manière qualitative une description de cette déformation périodique des trajectoires, analogue à celle d'un ressort qui se tend et se détend.

3.5.2. Sur un phénomène curieux d'instabilité.

En aval du tourbillon de recirculation, les bulles d'air ayant servi à la visualisation se rassemblent au voisinage de l'axe du tube et forment une sorte de mèche ou de filament très visible à l'oeil nu et sur la plupart des documents photographiques.

Cette mèche se comporte d'une façon curieuse, que nous allons essayer de décrire, à l'aide des planches 13, 14, 15 et 16.

Le filament se prolonge dans l'ensemble du tube, jusqu'au coupe-tourbillon, et sous l'influence du mouvement alternatif décrit au paragraphe 3.5.1, tend à se déformer sans suivre d'ailleurs le mouvement périodique du fluide ambiant. Cette déformation s'accentue à l'aval immédiat du tourbillon de recirculation, à un peu plus de deux diamètres de conduit à partir de la sortie de l'injecteur, c'est à dire à l'extrême droite des vues portées sur les planches 13 à 16.

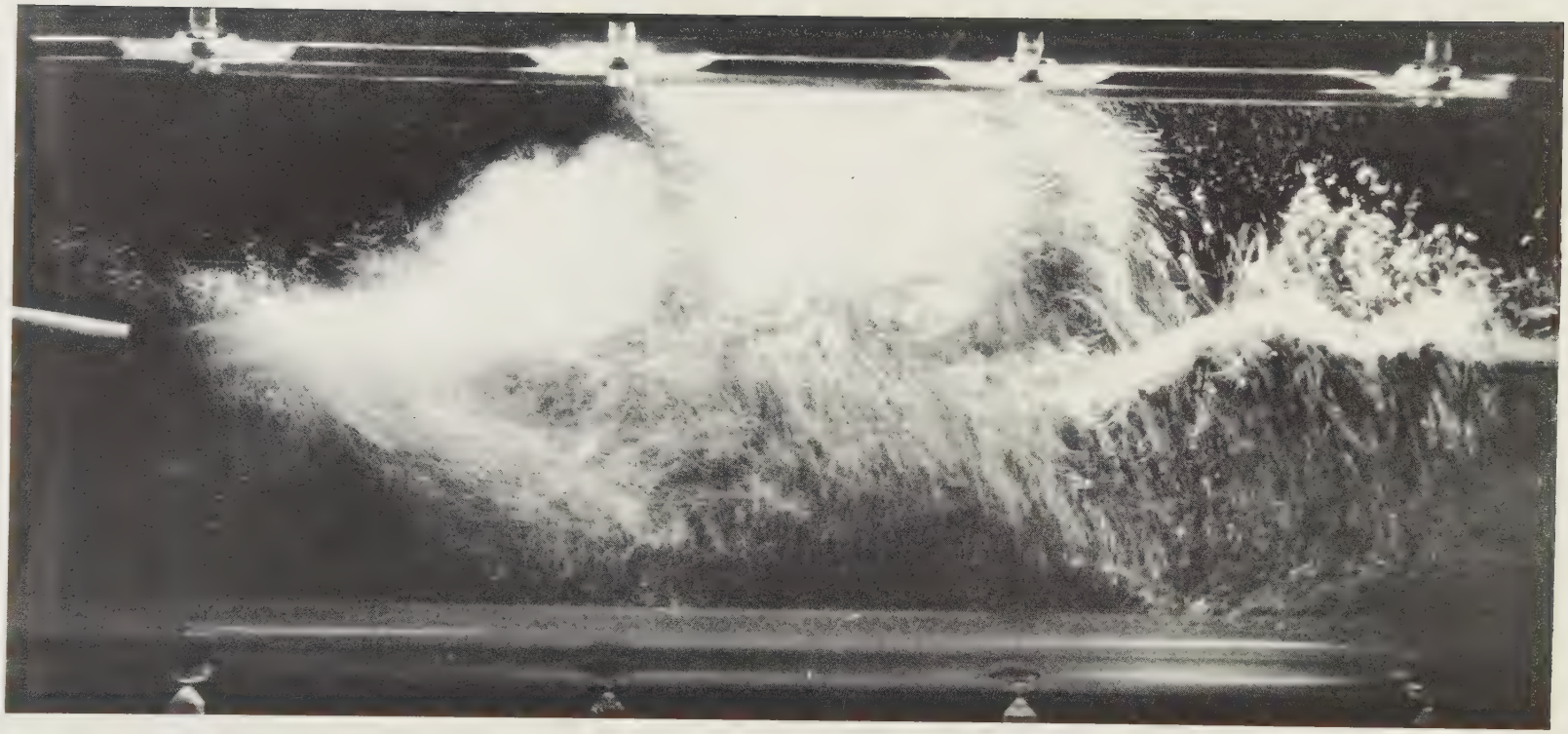
La planche 13 montre la phase de début dans la déformation du filament aéré, qui se trouve à peu près à la hauteur de l'axe du tube.

Sur la planche 14, la déformation est plus accentuée ; la mèche s'écarte de l'axe et tourne sous l'action de la rotation ambiante.

Sur la planche 15, le filament se présente comme une corde ayant subi un tortillement, c'est à dire une torsion selon plusieurs tours.

La phase finale apparaît sur la planche 15 : c'est l'éclatement du filament, qui se sépare en plusieurs parties dont il subsiste peu après deux nouveaux filaments ayant une durée de vie suffisante pour qu'ils soient observés à l'oeil nu. Nous insistons sur le fait que la rupture du filament est extrêmement rapide, à la manière d'une explosion.

L'ensemble du phénomène se reproduit au bout d'un certain temps, que nous avons essayé de déterminer. Mais il est difficile d'effectuer des mesures précises à cet égard, étant donné que cette instabilité se manifeste de manière assez capricieuse. D'après les quelques mesures que nous avons tenté de faire, il ressort que le phénomène

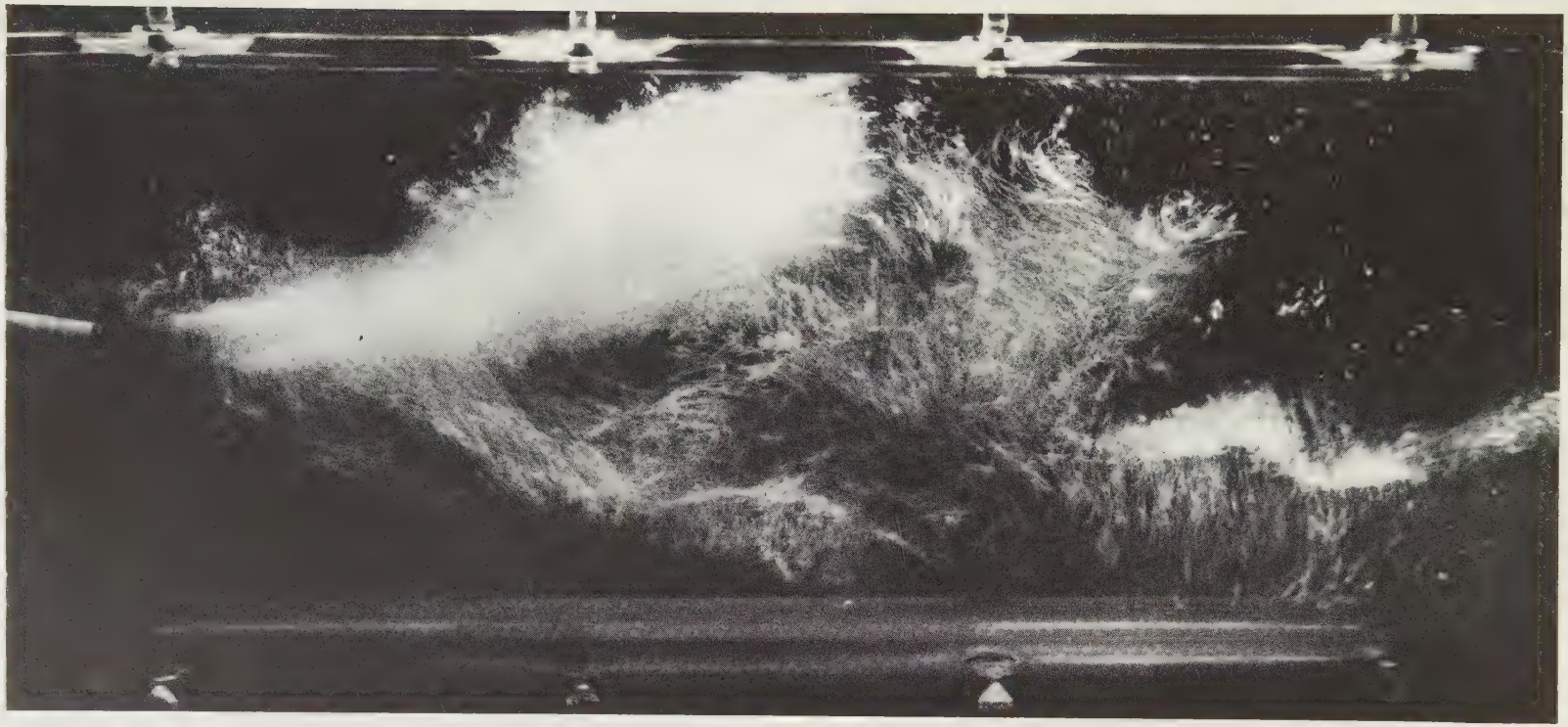


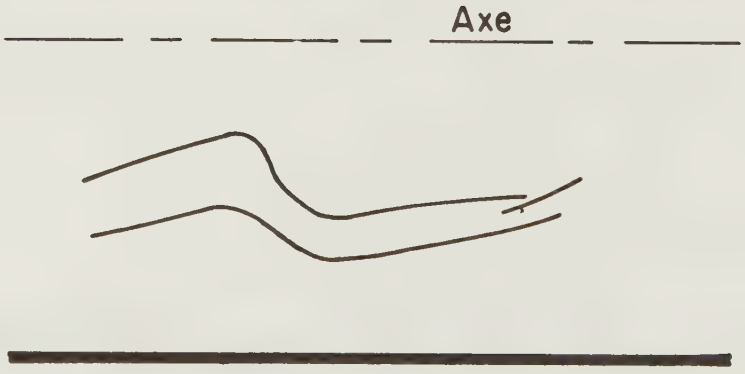
Q_s = 4 l/s Q_j = 2 l/s

Q_s / Q_j = 2 Position : N. NE

DÉBUT DE DÉFORMATION
DU FILAMENT AXIAL

PL. 3.13



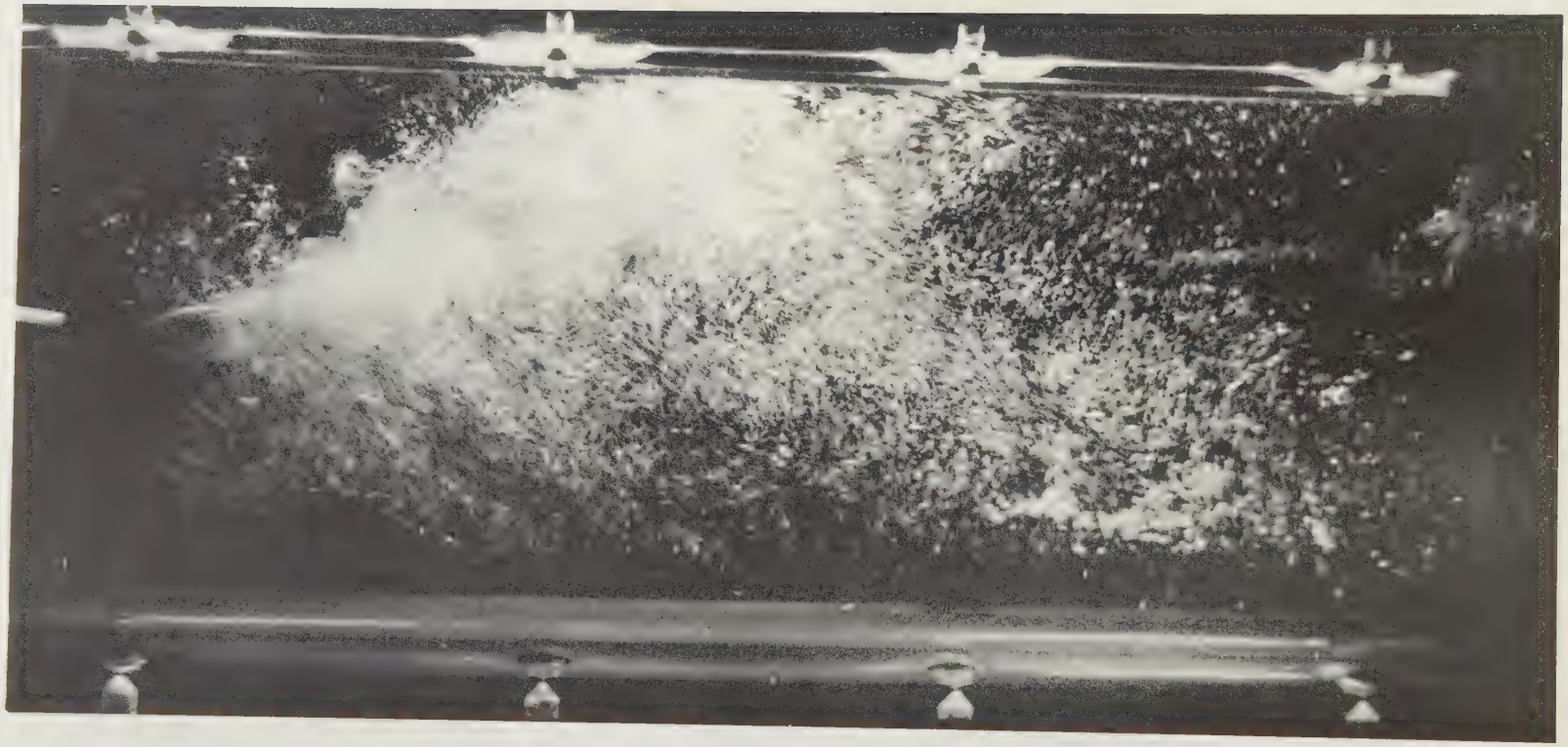


Q_s = 5 l/s Q_j = 2 l/s

Q_s / Q_j = 2,5 Position : N

FORMATION DU TORTILLEMENT
DU FILAMENT AXIAL

PL. 3.14



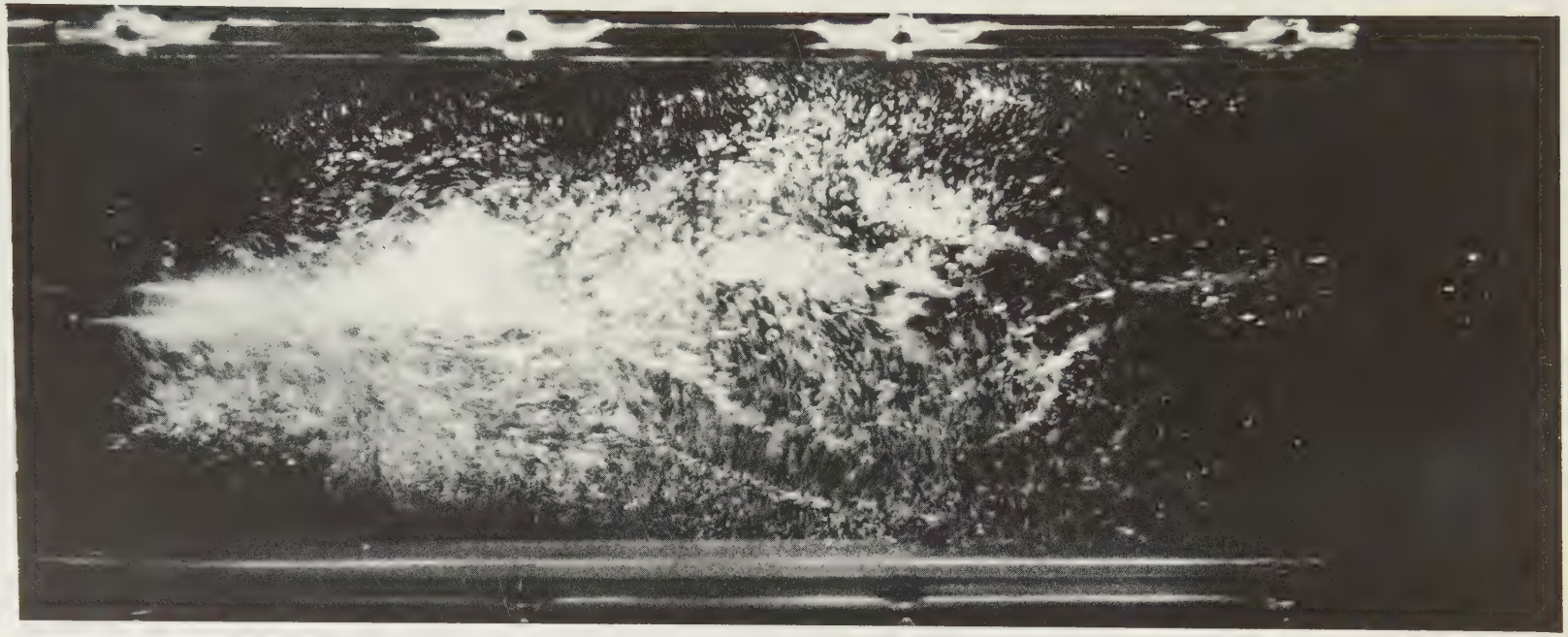
Q_s = 5 l/s Q_j = 2 l/s

Q_s / Q_j = 2,5 Position : N

TORTILLEMENT ENTIÈREMENT FORMÉ
ET JUSTE AVANT L'ÉCLATEMENT

Axe

PL. 3.15



Q_s = 5 l/s Q_j = 2 l/s

Q_s / Q_j = 2,5

ÉCLATEMENT DU FILAMENT

PL. 3.16

a une période qui se situerait à un peu plus du double de celle du jet, pour un débit ambiant de 5 ℓ/s et un débit du jet de 2 ℓ/s.

Cette instabilité nettement caractérisée nous a semblé suffisamment intéressante pour que nous tentions de lui fournir au moins une tentative d'explication ; celle-ci, qui nécessite au préalable un examen de la littérature sur des phénomènes analogues et des mesures plus détaillées de l'écoulement moyen, sera présentée à la fin du chapitre 6.

3.6. JET PLAN OSCILLANT CONFINE ET JET PERIODIQUE DANS UN ECOULEMENT TOURNANT.

Nous avons voulu poursuivre l'étude de l'analogie observée (page 96) entre nos mesures et celles effectuées par CURTET [18] sur un jet plan oscillant en espace confiné. En vue de cette comparaison, nous avons exprimé nos résultats expérimentaux sous la forme des paramètres adimensionnels utilisés par cet auteur.

Le jet plan, de débit q_j par unité de largeur, sort d'une fente de hauteur 2a, et pénètre dans une chambre à parois parallèles, de hauteur 2h (Fig. 3.15a) ; l'injecteur et la chambre ont même axe. Un débit ambiant q_a par unité de largeur circule autour du jet ; le débit total par unité de largeur est appelé q. Au cours de ses essais, CURTET a considéré plusieurs rapports h/a, égaux à 5, 10, 20 et 40, et il considère une dimension D_o tenant compte d'un effet du rapport des hauteurs a/h sur la période du jet :

$$D_o = \frac{2h}{1 + 3{,}3\ \frac{a}{h}}$$

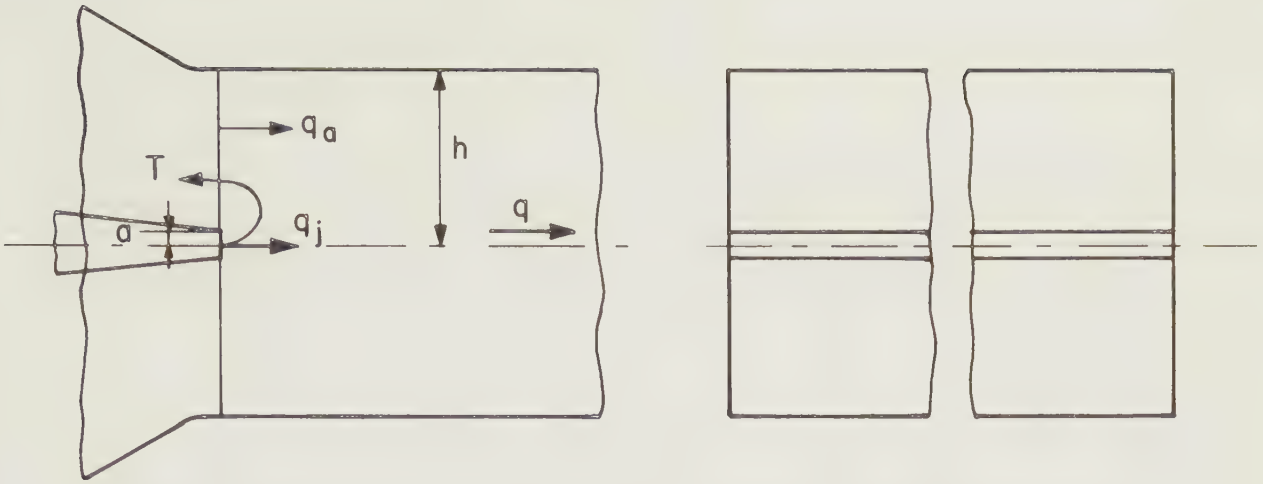
Pour les faibles valeurs de a/h, D_o est équivalent à la hauteur de la chambre. L'auteur exprime l'ensemble de ses mesures de période T du jet en fonction des deux paramètres suivants :

1°) Un rapport D_o^2/qT ou $D_o^2 f/q$ qui définit un nombre de STROUHAL caractéristique du débit total.

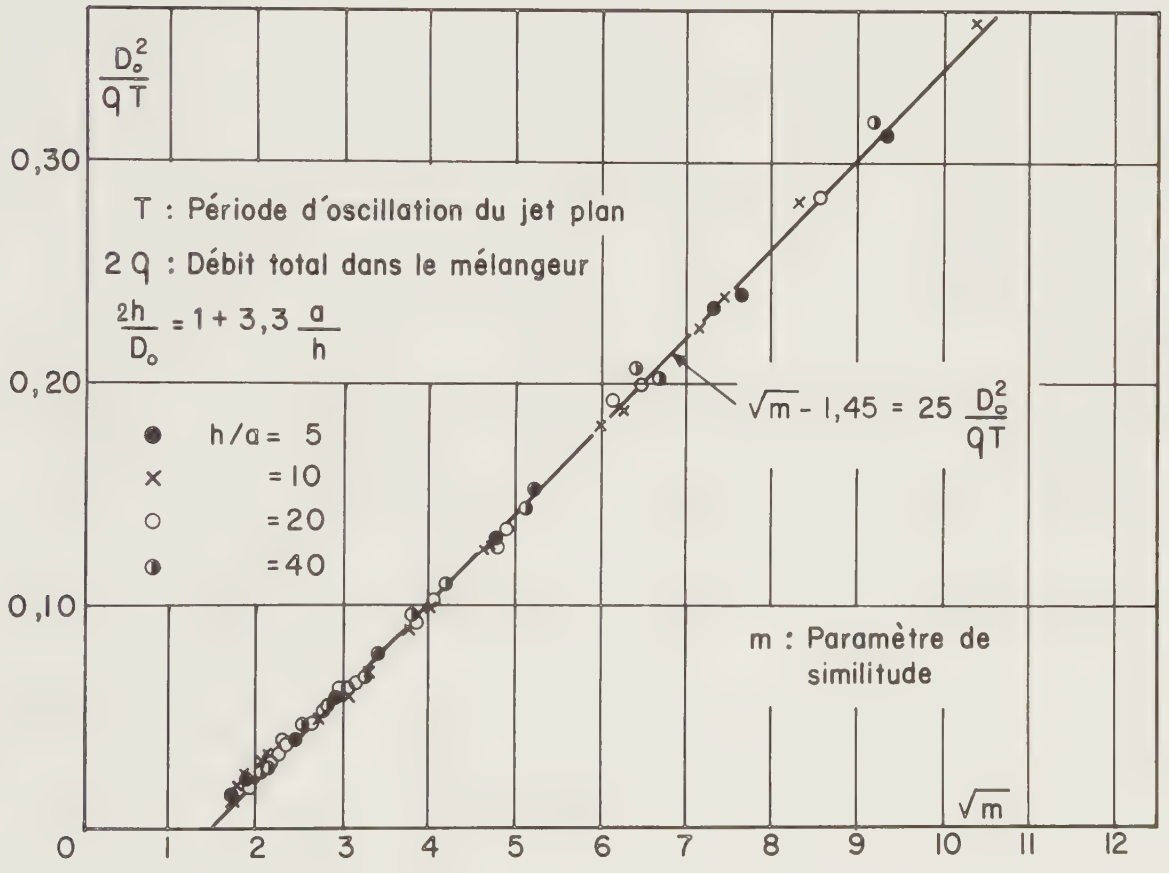
2°) Le paramètre $\sqrt{m} = 1/Ct$, m étant le nombre de CRAYA-CURTET défini par la relation (34) du chapitre 1 et Ct une autre forme de ce nombre (équation 35 du chapitre 1).

La figure 3-15, extraite de [18], montre que les points expérimentaux obtenus pour le jet plan confiné se rassemblent autour d'une droite d'équation :

$$\sqrt{m} - 1{,}45 = 25\ \frac{D_o^2}{qT}$$



(a) GÉOMÉTRIE DE L'INSTALLATION [CURTET (18)]
(JET PLAN)



(b) Fig. 3.15 - PÉRIODE EN FONCTION DE m, a et h
d'après Curtet [18]

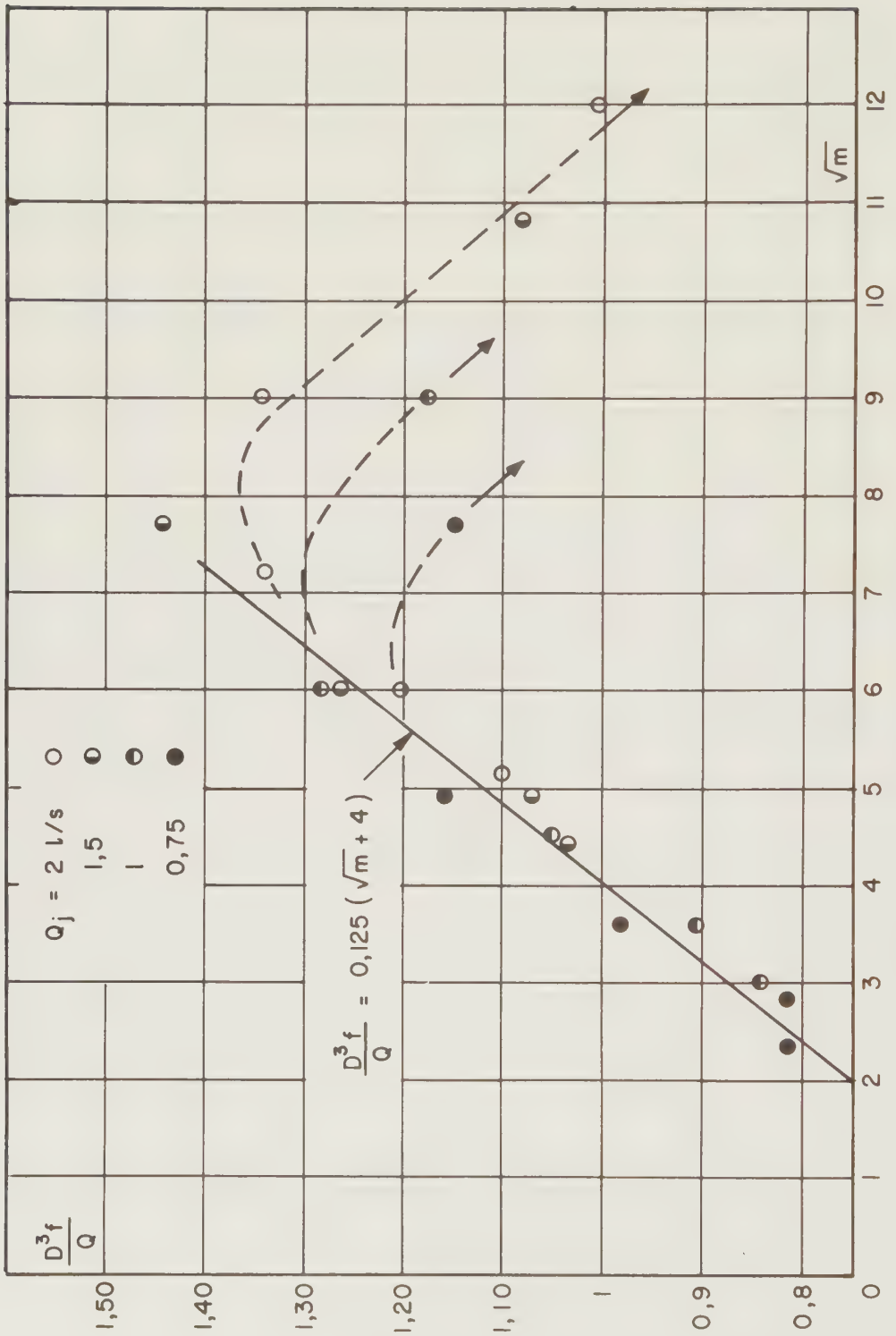


Fig. 3.16 - PÉRIODE EN FONCTION DE m

Nous avons voulu voir si nos résultats d'essais pouvaient être rassemblés sous une forme aussi simple. Dans ce but, nous avons considéré les deux nombres sans dimension suivants :

1°) Le rapport fD^3/Q, f étant la fréquence de rotation, D le diamètre de la chambre d'expérience, Q le débit total.

2°) Le nombre m de CRAYA-CURTET, calculé pour un écoulement à symétrie axiale.

Nos points de mesures, exprimés en fonction de ces variables, sont portés sur la figure 3.16. L'examen de ce graphique révèle deux aspects intéressants :

- pour des valeurs de $\sqrt{m}$ comprises entre 2 et 6 environ, les points se regroupent autour d'une droite d'équation :

$$\frac{D^3 f}{Q} = 0{,}125\ (\sqrt{m} + 4)$$

- Pour des valeurs de $\sqrt{m}$ supérieures à 6, chaque courbe correspondant à une valeur du débit du jet Q_j passe par un maximum, puis redescend : pour une fréquence nulle du jet, ces courbes doivent d'ailleurs passer par l'abscisse $\sqrt{m}$ correspondant à un débit ambiant nul.

Cette similitude entre une partie de nos essais et ceux de CURTET nous a paru intéressante, d'abord par le fait qu'il existe une correspondance linéaire entre le paramètre d'impulsion totale et le nombre de STROUHAL du débit total. De plus, la figure 3.16 permet de préciser notre première tentative d'interprétation des résultats (paragraphe 3.4.2.). En effet, on constate sur cette figure qu'il est logique que la fréquence de rotation du jet ne soit pas proportionnelle au débit total du fluide : ce défaut de proportionnalité est dû au paramètre d'impulsion, ou en d'autres termes à l'influence de l'injection de fluide dans le milieu ambiant tournant, ce qui confirme nos remarques antérieures.

Enfin, à la lumière de ces résultats, on pourrait penser qu'il y a une étroite analogie entre un jet plan confiné et un jet émis au sein d'un écoulement rotatif : nous reviendrons dans les chapitres suivants sur cette hypothèse qui, si elle était confirmée, pourrait être intéressante.

CHAPITRE 4

ETUDE D'UN JET TOURNANT PAR VISUALISATION

Nous nous sommes posés la question de savoir quelle influence pouvait exercer une mise en rotation préalable du jet sur son comportement au sein de l'écoulement ambiant tournant. Avant d'aborder les résultats de l'étude qualitative, il importe de définir les conditions initiales de rotation du jet.

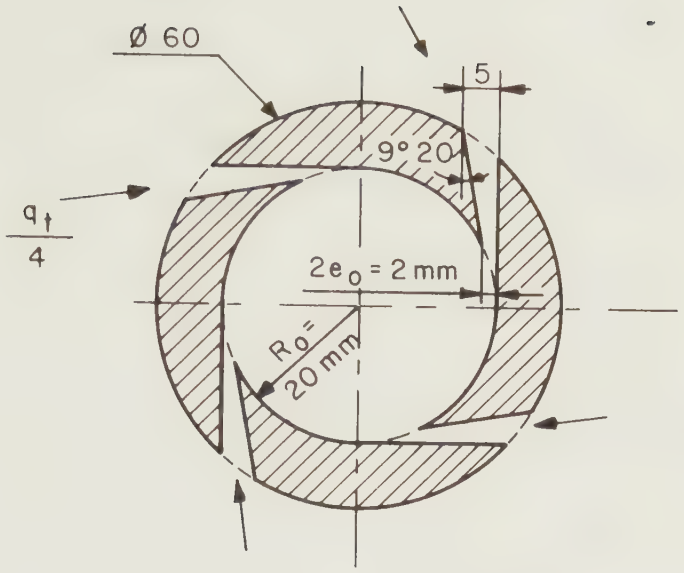
4.1. CONDITIONS INITIALES DE ROTATION DU JET

4.1.1. Caractéristiques du système de mise en rotation.

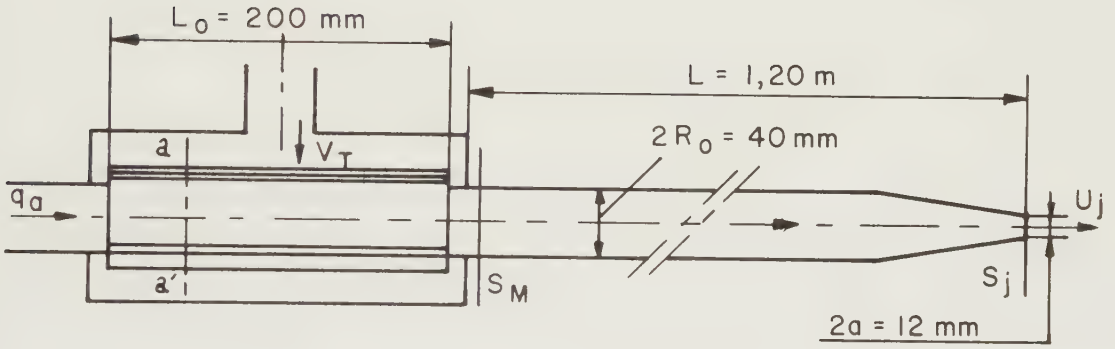
a) Géométrie du dispositif

Les schémas a et b de la figure 4.1 donnent la géométrie du système de mise en rotation du jet, ainsi que les principales notations.

Le débit Q_j du jet dans la section de sortie S_j de la buse se compose de deux débits : l'un, q_a, introduit axialement dans le tube cylindrique précédant l'injecteur, l'autre, q_t, admis tangentiellement à travers quatre rainures ménagées dans la paroi du tube. Chacune de ces rainures a une longueur L_o de 200 mm et une largeur $2e_o$ égale à 2 mm. Le rayon R_o intérieur du tube est de 20 mm. La section de sortie S_M du dispositif de mise en rotation se trouve à L = 1,20 m de la section S_j de sortie du jet.



(a) Coupe a a' du système de mise en rotation du jet



(b) Ensemble du système

Fig. 4.1 - SCHÉMA DU SYSTÈME DE MISE EN ROTATION DU JET

b) Intensité de rotation à la sortie du dispositif.

Le moment cinétique Γ_M dans la section S_M peut être calculé par un raisonnement élémentaire, consistant à admettre que la vitesse tangentielle V_T est uniforme le long des rainures du dispositif de mise en rotation, et qu'il n'y a pas de contraction de la veine liquide à la sortie de la rainure. Dans ces conditions, le moment cinétique Γ_M est :

$$\Gamma_M = \rho q_T^2 \frac{R_o - e_o}{8 e_o L_o} \tag{4.1}$$

L'intensité de rotation ainsi engendrée peut être déterminée à partir de sa définition donnée au chapitre 1 (éq. 27, page 12).

$$I_{RM} = 2\pi \frac{\Gamma_M}{\rho} \frac{R_o}{Q_j^2} \tag{4.2}$$

et compte tenu de 4.1 :

$$I_{RM} = \pi \frac{q_T^2}{Q_j^2} \frac{R_o (R_o - e_o)}{4 e_o L_o} \tag{4.3}$$

et des données numériques :

$$I_{RM} = 1{,}49 \frac{q_T^2}{Q_j^2} \tag{4.4}$$

Cette équation montre que l'intensité de rotation à la sortie du dispositif générateur est proportionnelle au carré du rapport du débit tangentiel au débit total du jet.

4.1.2. Intensité de rotation du jet

A la sortie de la buse, le moment cinétique Γ_j est, comme le montre l'expérience, inférieur au moment initial Γ_M. Cette perte est due à une redistribution des vitesses entre les deux sections et à une dissipation par frottement le long des parois du tube.

a) Evaluation de la perte de moment cinétique

En vue d'évaluer la perte de moment cinétique entre les sections S_M et S_j, nous nous sommes inspirés des travaux d'UTRYSKO [68], qui a utilisé un

dispositif du même genre que le nôtre, et dont le schéma est donné sur la figure 4.2.

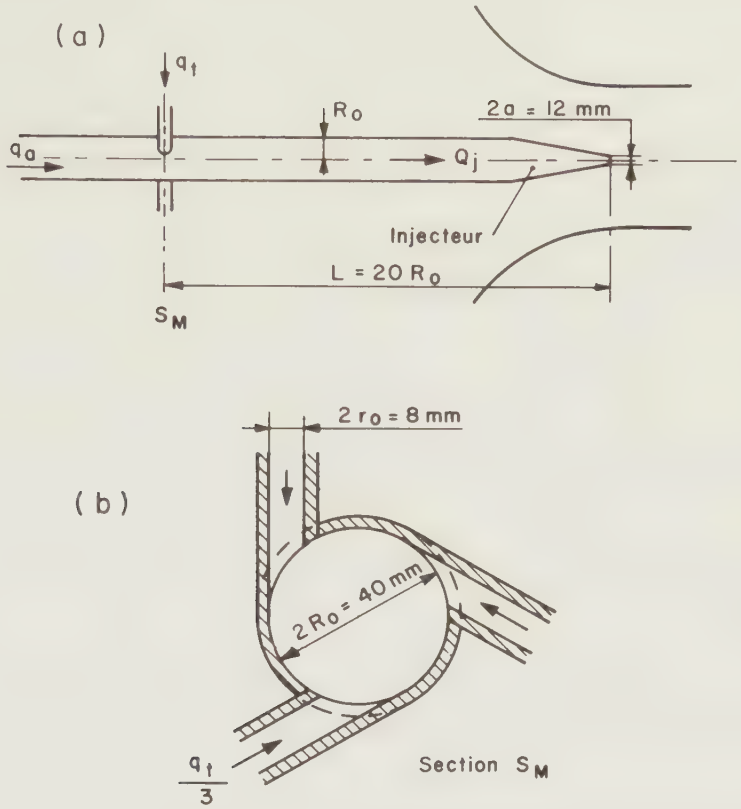


Fig. 4.2 - SYSTÈME DE MISE EN ROTATION
DU JET UTILISÉ PAR UTRYSKO [68]

Dans le montage d'UTRYSKO, le débit tangentiel est admis par trois tubulures, de rayon r_o = 4 mm. Le rayon R_o du tube est égal à 20 mm, comme sur notre installation. La distance séparant la section de mélange S_M à la section de sortie S_j de la buse est de 400 mm. L'injecteur a une forme identique au nôtre et même rayon de sortie : a = 6 mm.

Pour le calcul qui suit, nous avons admis que la perte de moment cinétique était la même pour le système utilisé par UTRYSKO et pour notre dispositif : celui-ci assure une redistribution des vitesses plus progressive, mais la longueur du tube est plus élevée, et ces deux effets peuvent se compenser, dans le cadre d'un calcul de première approximation.

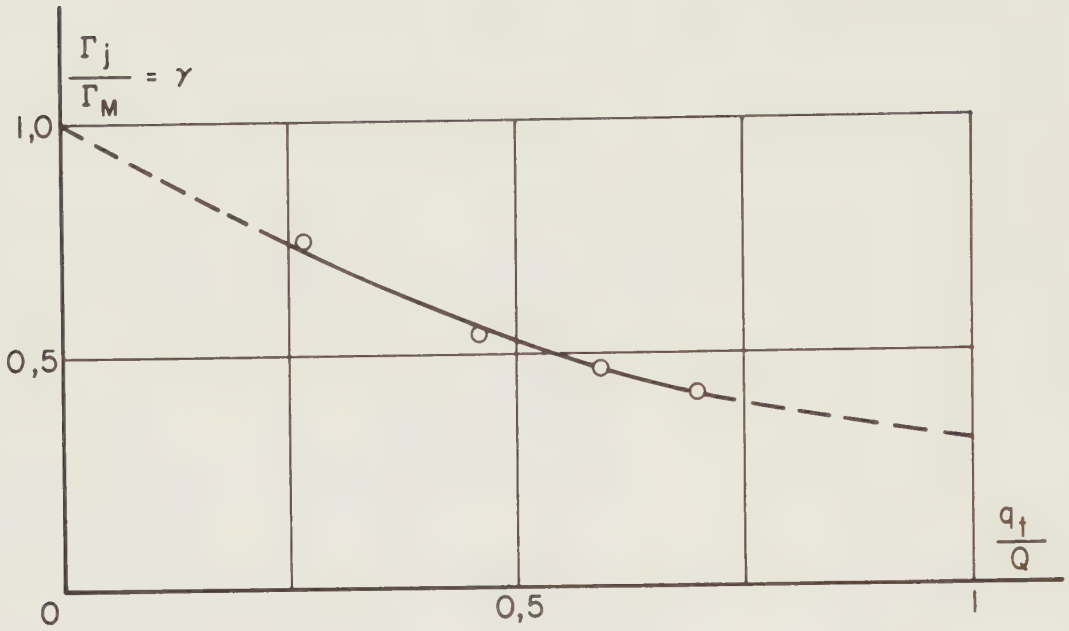


Fig. 4.3 - PERTE DE MOMENT CINETIQUE , d'après UTRYSKO [68]

La figure 4.3 donne la courbe expérimentale obtenue par UTRYSKO, et donnant la relation entre le rapport γ des moments cinétiques et le rapport des débits.

b) Evaluation de l'intensité de rotation du jet.

Parmi les différents paramètres utilisés par un certain nombre d'auteurs pour représenter l'intensité de rotation du jet, nous choisirons le rapport :

$$I_j = \frac{\Gamma_j}{a\, G_j} \tag{4.5}$$

dans lequel Γ_j est le moment cinétique du jet, G_j son débit de quantité de mouvement et a le rayon de l'injecteur. Notons que ce nombre est égal à T/2, T étant le paramètre proposé par UTRYSKO (chapitre 1, équation 19) ; par ailleurs, il est égal

aux paramètres Λ de CRAYA et DARRIGOL (chapitre 1, équation 21) et S de BEER et CHIGIER [5], dans le cas où le terme de pression est négligeable dans l'expression de l'impulsion du jet Π_j, ce qui d'ailleurs est vérifié dans notre cas, comme on le verra plus loin.

D'après notre hypothèse :

$$I_j = \gamma\, I_M \tag{4.6}$$

le facteur γ étant donné par la courbe de la figure 4.3.

Le débit G_j de quantité de mouvement est :

$$G_j = \rho \pi a^2 U_j^2 = \rho \frac{Q_j}{\pi a^2} \tag{4.7}$$

si l'on admet que la vitesse U_j du jet est répartie uniformément dans la section de sortie de l'orifice.

Compte tenu de ces relations, l'expression (4.5) s'écrit :

$$I_j = \frac{\gamma I_M \pi a}{\rho Q_j^2} = \gamma \frac{q_T^2}{Q_j^2} \frac{\pi (R_o - e_o) a}{8 e_o L_o} \tag{4.8}$$

On voit ainsi que, pour une géométrie donnée du système de mise en rotation et de l'injecteur, l'intensité de rotation du jet dépend essentiellement du rapport du débit tangentiel au débit du jet. Pour l'installation actuelle :

$$I_j = \gamma \frac{q_T^2}{Q_j^2} \times 0{,}232 \tag{4.9}$$

La relation entre l'intensité de rotation du jet et le rapport des débits est donnée sur la figure 4.4. A titre documentaire, nous avons porté sur la même figure la courbe qui serait obtenue s'il n'y avait pas de perte de moment cinétique, ce qui est évidemment un cas purement théorique.

Pour obtenir un rapport de débits égal à 1, il a fallu extrapoler les résultats expérimentaux d'UTRYSKO, qui n'a pas dépassé un rapport de 0,7. On constate que, pour un rapport de 1, l'intensité de rotation du jet se situe aux environs de 0,07, ce qui constitue une valeur faible. En effet, d'après les résultats des principaux auteurs cités, on peut proposer la classification suivante pour les intensités de rotation :

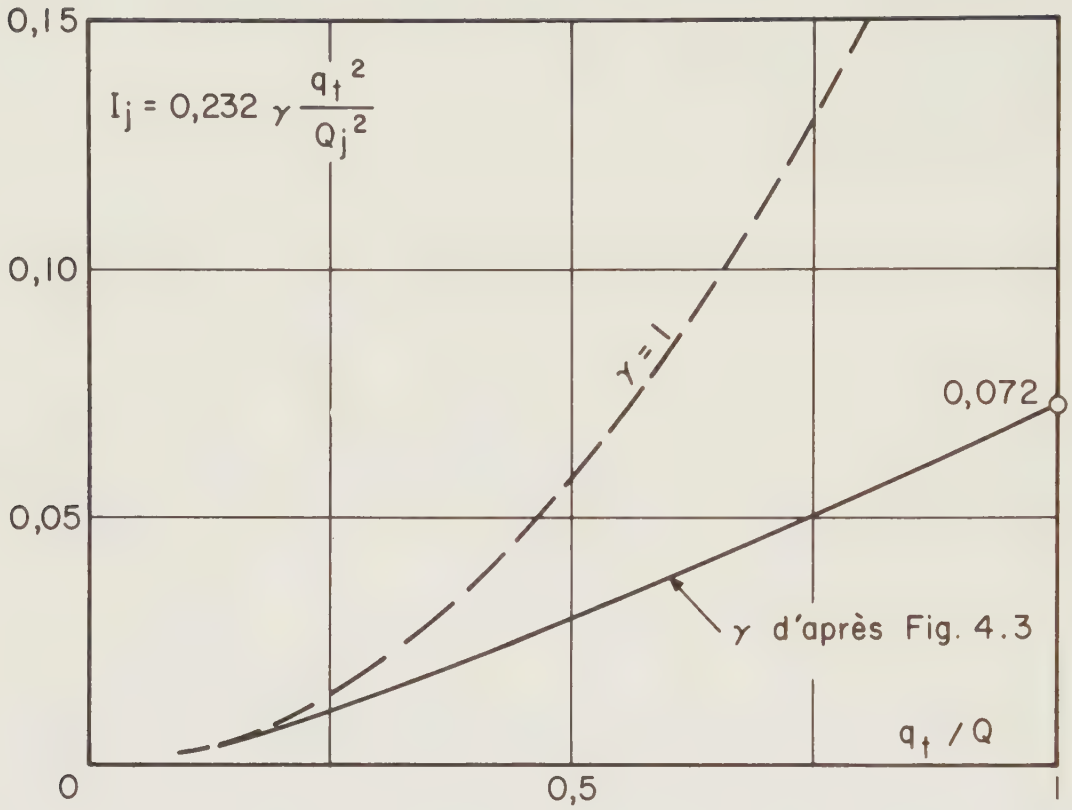


Fig. 4.4 - INTENSITE DE ROTATION DU JET

$0 < I_j < 0{,}2$	faible
$0{,}2 < I_j < 0{,}4$	moyenne
$0{,}4 < I_j < 0{,}6$	élevée
$I_j > 0{,}6$	très élevée

Lorsque le nombre I_j dépasse 0,6, il apparait des courants de retour sur l'axe du jet, comme l'ont montré DARRIGOL (17) et CHIGIER-CHERVINSKY (11) .

Par contre, pour les valeurs que nous utilisons avec le dispositif actuel, la distribution des composantes axiales des vitesses est très proche de celle d'un jet non tournant.

c) Evaluation de la poussée totale du jet.

La poussée totale Π du jet est :

$$\Pi = \int_0^a (p^* + \rho u^2)\, 2\pi r\, dr \tag{4.10}$$

D'après la relation :

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{w^2}{r} \tag{4.11}$$

l'expression (4.10) peut s'ecrire :

$$\Pi_j = \int_0^a \rho \left(u^2 - \frac{w^2}{2}\right) 2\pi r\, dr \tag{4.12}$$

Afin d'évaluer la poussée totale Π_j, nous admettons, comme UTRYSKO et CHIGIER-CHERVINSKY, que la répartition des vitesses u est uniforme à la sortie de la buse et que la vitesse tangentielle w est proportionnelle au rayon r et égale à W_j si $r = a$:

$$\frac{w}{r} = \frac{W_j}{a} \tag{4.13}$$

Dans ces conditions, l'équation 4.12 conduit à :

$$\Pi_j = \pi \rho U_j^2 a^2 \left(1 - \frac{T^2}{4}\right) \tag{4.14}$$

avec :

$$T = W_j / U_j \tag{4.15}$$

Le moment cinétique Γ_j, défini par :

$$\Gamma_j = \int_0^a u w r\, 2\pi r\, dr \tag{4.16}$$

est égal, dans ces hypothèses, à :

$$\Gamma_j = \pi \rho U_j^2 a^3 \frac{T}{2} \tag{4.17}$$

Si l'on définit l'intensité de rotation du jet sous la forme :

(4.18) $$\Lambda = \frac{I_j}{a \pi_j}$$

Λ étant le paramètre proposé par CRAYA-DARRIGOL [17] et par BEER-CHIGIER [5] ; on obtient après calculs :

(4.19) $$\Lambda = \frac{\frac{T}{2}}{1 - \frac{T^2}{4}}$$

UTRYSKO a montré que cette équation était très proche de ses résultats expérimentaux, à quelques millièmes près, dans toute la gamme qu'il a prospectée ($0 < T < 0,8$). CHIGIER et CHERVINSKY ont obtenu un bon accord pour $0 < T < 0,4$. Pour ce qui nous concerne, il nous suffit de constater que, si le rapport T est suffisamment petit, le dénominateur du second membre de l'équation 4.19 est très proche de 1, et que dans ce cas :

(4.20) $$T = 2 \Lambda = 2 I_j$$

(4.21) $$\Lambda = \frac{I_j}{1 - I_j^2}$$

Dans la suite, nous opérerons avec un rapport q_t / Q_j égal à 1, de sorte que, d'après les évaluations précédentes :

$I_j = 0,07$

Dans ces conditions, les paramètres Λ et I_j sont pratiquement égaux et peuvent être employés l'un ou l'autre pour caractériser la rotation initiale du jet.

4.2. ETUDE DE LA PERIODE DU JET

4.2.1. Résultats expérimentaux

Comme pour le cas du jet non tournant, nous avons, au cours des essais de visualisation, mesuré la fréquence du mouvement tournant, pour les divers débits primaires et secondaires considérés. Nous ne présenterons ici que les mesures effectuées dans le cas où le débit tangentiel du jet q_t est égal à son débit total Q (débit axial nul).

Les résultats expérimentaux sont rassemblés sur le tableau n° 2 ci-dessous. Les valeurs de la fréquence f sont données en cycles/minute, des débits primaire Q_j et secondaire Q_s en ℓ/s :

Q_s \ Q_j	2,0	1,5	1,0	0,75
5	f = 45	30	25	24
4	44	34	22	20
3	35	30	22	17
2	33	31	22	17
1	0	0	0	0

Tableau n° 2

Sur la figure 4.5, ont été reportés ces points expérimentaux, qui sont définis, comme pour le jet non tournant, avec un écart maximal de l'ordre de $\pm$ 2,5%.

L'allure de ces courbes est analogue à première vue à celles obtenues en l'absence de rotation du jet (Fig. 3.9). Toutefois, il apparait une différence notable pour des débits ambiants inférieurs à 1 ℓ/s : le jet tournant n'a plus de mouvement rotatif d'ensemble dans la chambre, alors que le jet initialement était entraîné par l'écoulement ambiant.

4.2.2. Essai de condensation des résultats

Nous pouvons essayer de rassembler les résultats de mesures de fréquence en effectuant un raisonnement analogue à celui que nous avons présenté au paragraphe 3.4.3., et basé sur l'analyse dimensionnelle.

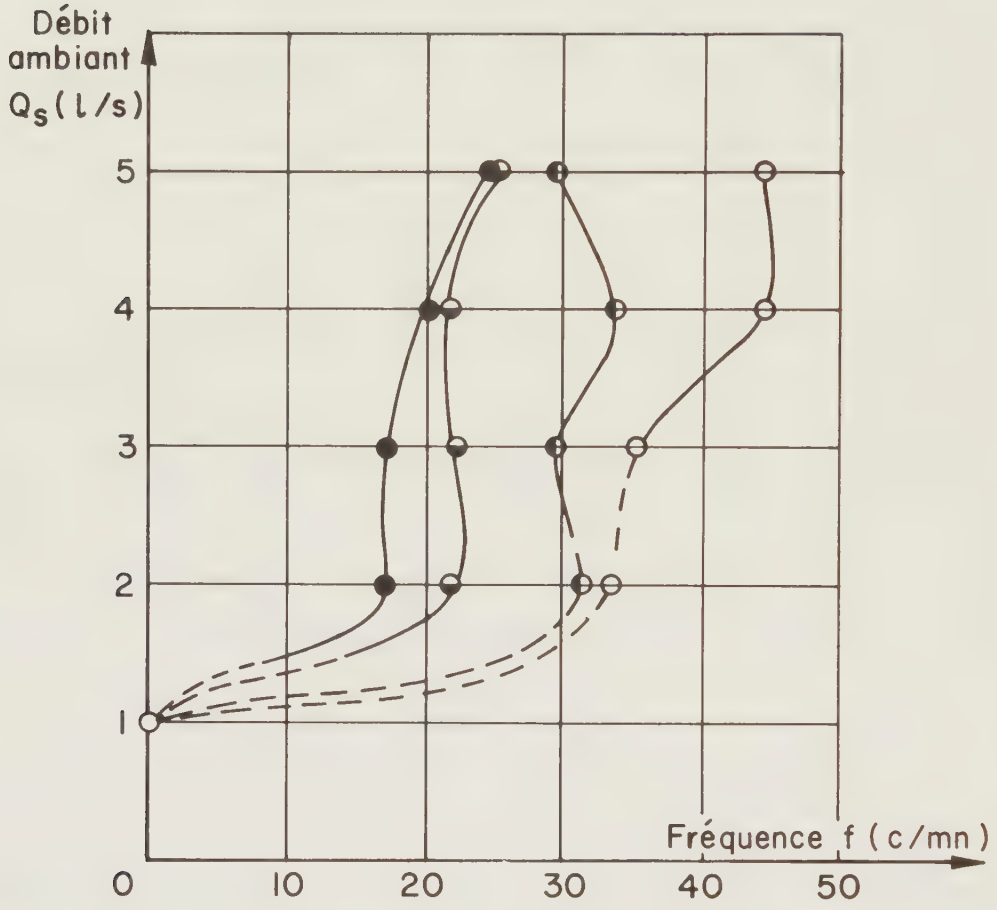


Fig. 4.5 - ÉVOLUTION DE LA FRÉQUENCE DU JET TOURNANT

Il suffit de reprendre d'ailleurs les éléments précédents en ajoutant un paramètre, qui peut être par exemple le débit tangentiel q_t , dans l'équation qui relie la fréquence f aux variables dont elle dépend (relation 3.1) :

$$f = f\left(Q_j, Q_s, q_t, D, d, \frac{\Gamma}{\rho}, \nu\right) \tag{4.22}$$

ou comme sous la forme (3.2) :

$$\frac{D^3 f}{Q_s} = f\left(\frac{Q_s}{Q_j}, \frac{q_t}{Q}, \frac{D}{d}, \frac{\Gamma D}{\rho Q_s^2}, \frac{Q}{\nu \frac{\pi D}{4}}\right) \tag{4.23}$$

Si, comme précédemment, nous laissons de côté le nombre de Reynolds global, ainsi que l'intensité de rotation du flux secondaire et le rapport des diamètres que nous n'avons pas fait varier au cours de nos mesures, nous devons pouvoir rassembler les résultats expérimentaux sous la forme d'une famille de courbes à un paramètre :

$$S_s = \frac{D^3 f}{Q_s} = f\left(\frac{Q_s}{Q_j}, \frac{q_t}{Q}\right) \tag{4.24}$$

en faisant intervenir soit un nombre de STROUHAL S_s lié au débit secondaire, soit un nombre de STROUHAL S_j lié au débit primaire.

Les résultats des essais concernent un rapport q_t/Q égal à un, et devraient donc pouvoir être condensés en une courbe unique. C'est effectivement ce que l'on constate sur les figures 4.6, 4.7 et 4.8 obtenues à partir des mêmes points, mais pour trois définitions différentes du nombre de STROUHAL.

4.2.3. Comparaison entre le jet tournant et le jet non tournant.

Sur les mêmes figures, nous avons retracé les courbes obtenues précédemment pour le jet non tournant (fig. 3.11, 3.12 et 3.13).

On constate sur les trois graphiques que les deux courbes moyennes ne sont pas confondues. Elles sont relativement voisines l'une de l'autre pour des rapports de débits Q_s/Q_j inférieurs à 2, mais sont très nettement décalées pour des rapports de débits plus élevés.

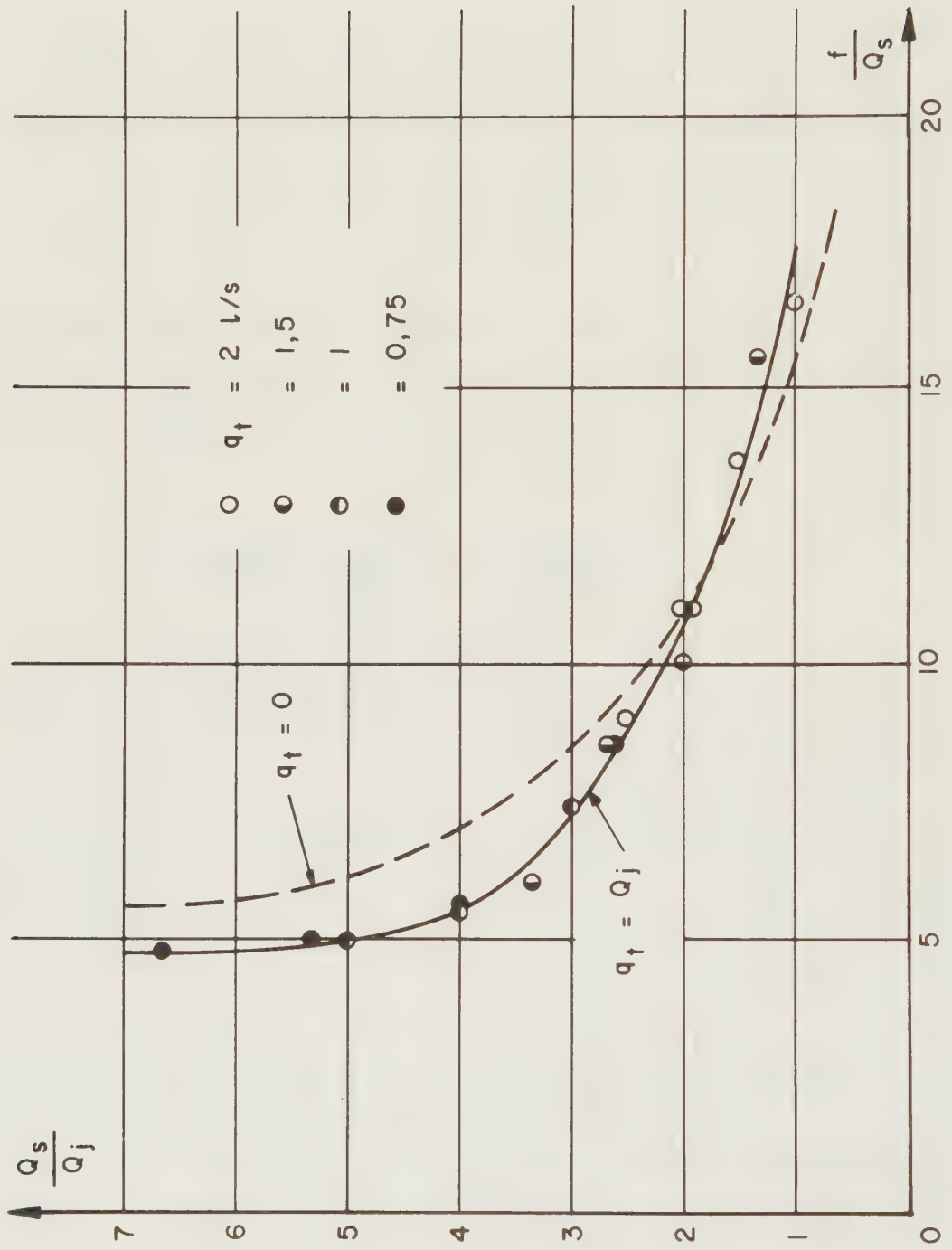


Fig. 4.6 ÉTUDE DE LA PÉRIODE DU JET TOURNANT ($Q_j = q_t$)

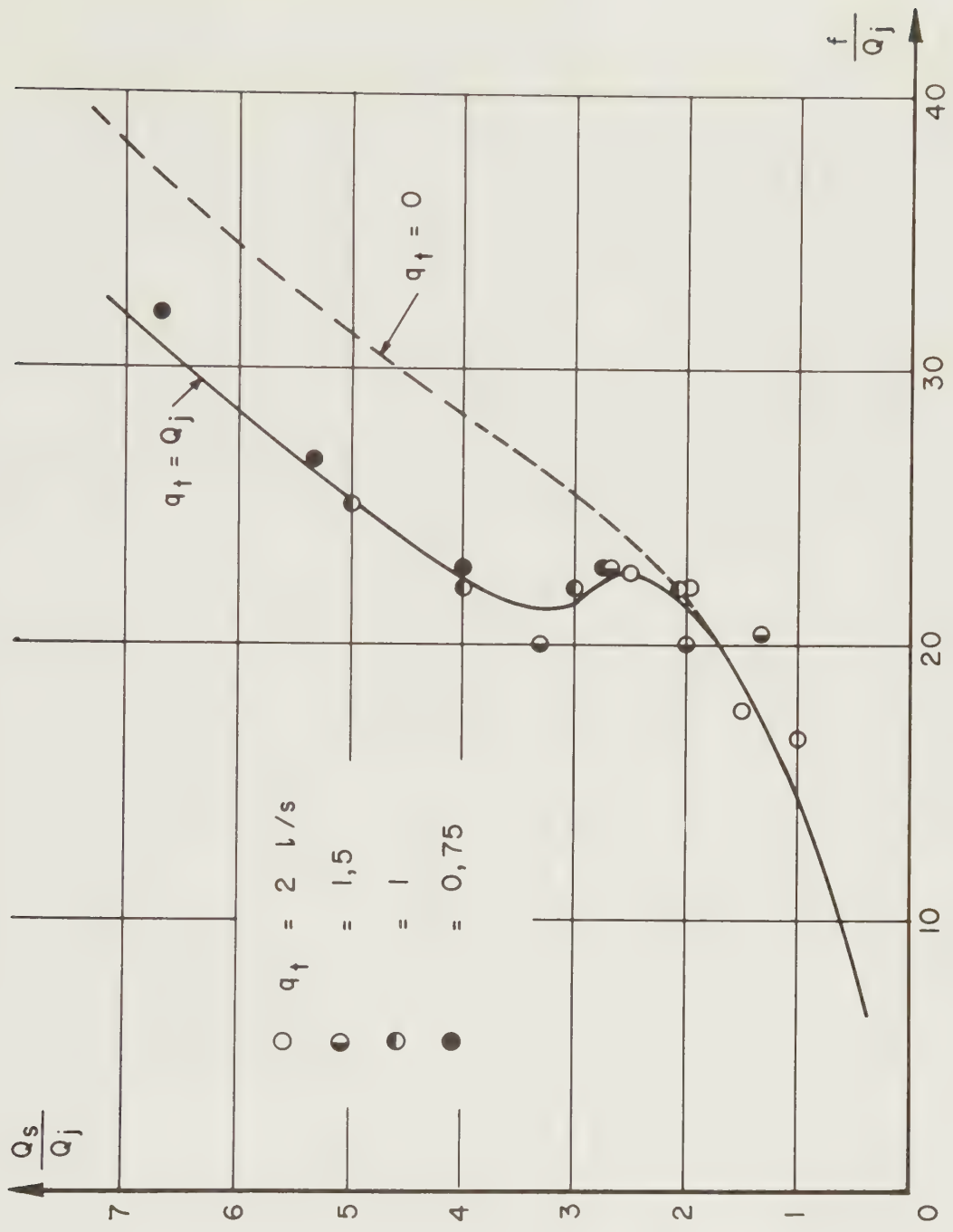


Fig. 4.7 ÉTUDE DE LA PÉRIODE DU JET TOURNANT ($Q_j = q_t$)

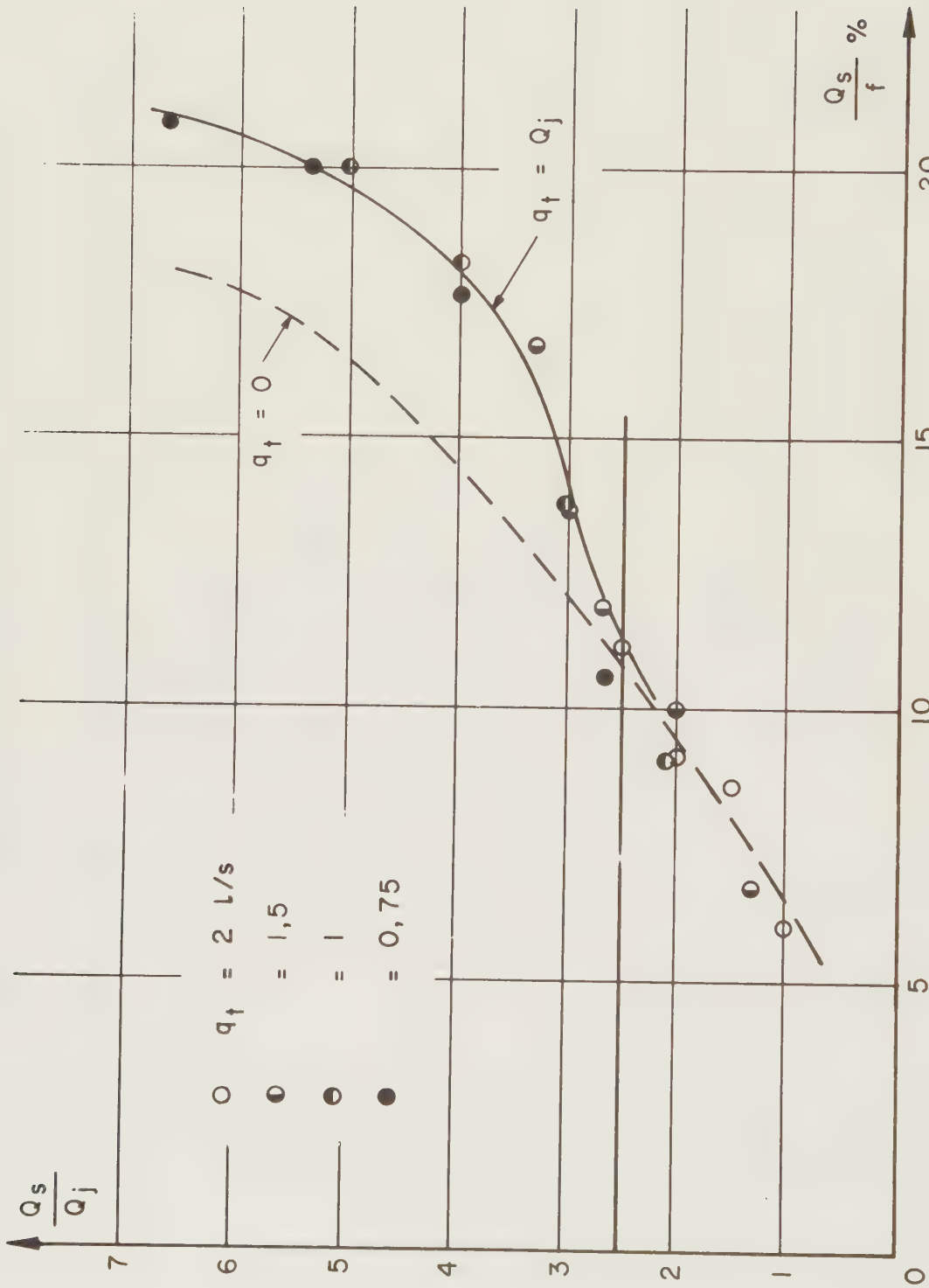


Fig. 4.8 ÉTUDE DE LA PÉRIODE DU JET TOURNANT ($Q_j = q_t$)

Cette observation montre que la rotation initiale du jet peut jouer un rôle important sur son mouvement ultérieur, sous l'effet du fluide ambiant tournant.

4.3. VISUALISATION DES TRAJECTOIRES INSTANTANEES

La différence qui apparaît dans les mesures de fréquence du jet tournant par rapport aux valeurs obtenues pour un jet non tournant devrait se manifester par un changement de structure des trajectoires instantanées, surtout pour les rapports de débits élevés. Cette question donne un certain intérêt à l'examen des vues photographiques obtenues par visualisation des particules fluides, et dont quelques unes sont présentées sur les planches 4.1 à 4.9 ci-jointes. Les conditions d'essais sont rappelées sur le tableau n° 3 ci-dessous.

Les planches 4.1 à 4.4 correspondent à divers débits ambiants, pour un débit primaire constant et égal à 2 ℓ/s. Les planches 4.5 à 4.9 sont relatives à un même débit ambiant de 5 ℓ/s et à divers débits primaires.

Tableau n° 3

Planche n°	Q_s (ℓ/s)	Q_j (ℓ/s)	Position	Q_s/Q_j
4.1	5	2	N	2,5
4.2	5	2	S	2,5
4.3	2	2	N	1
4.4	1	2	-	0,5
4.5	5	1,5	N	3,33
4.6	5	1	N	5
4.7	5	1	cocon	5
4.8	5	0,75	N	6,67
4.9	5	0,75	cocon	6,67

Q_s = 5 L/s

$Q_j = Q_T$ = 2 L/s

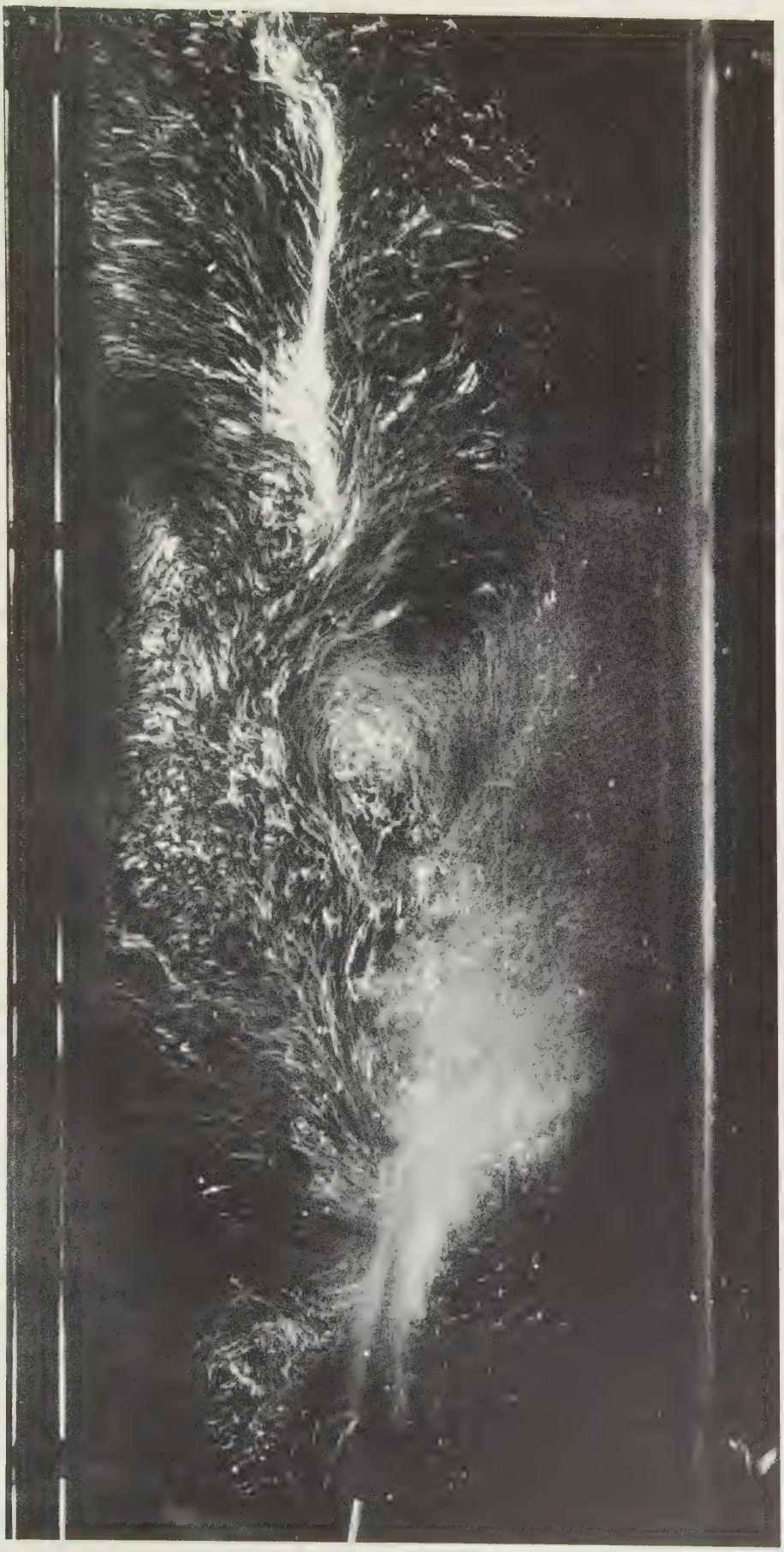
Q_s / Q_j = 2,5

Jet tournant

Position : N

f = 45 c/mn

PL. 4.1



PL. 4.2

Jet tournant

Position : S

f = 45 c/mn

Q_s = 5 l/s

$Q_j = Q_T$ = 2 l/s

Q_s / Q_j = 2,5

$Q_s = 2$ l/s

$Q_j = Q_T = 2$ l/s

$Q_s / Q_j = 1,0$

Jet tournant

Position : N

f = 33 c/mn

PL. 4.3

PL. 4.4

Jet tournant

f = 0 c/mn

Q_s = 1 l/s

$Q_j = Q_T$ = 2 l/s

Q_s / Q_j = 0,5

PL. 4.5

Jet tournant

Position : N

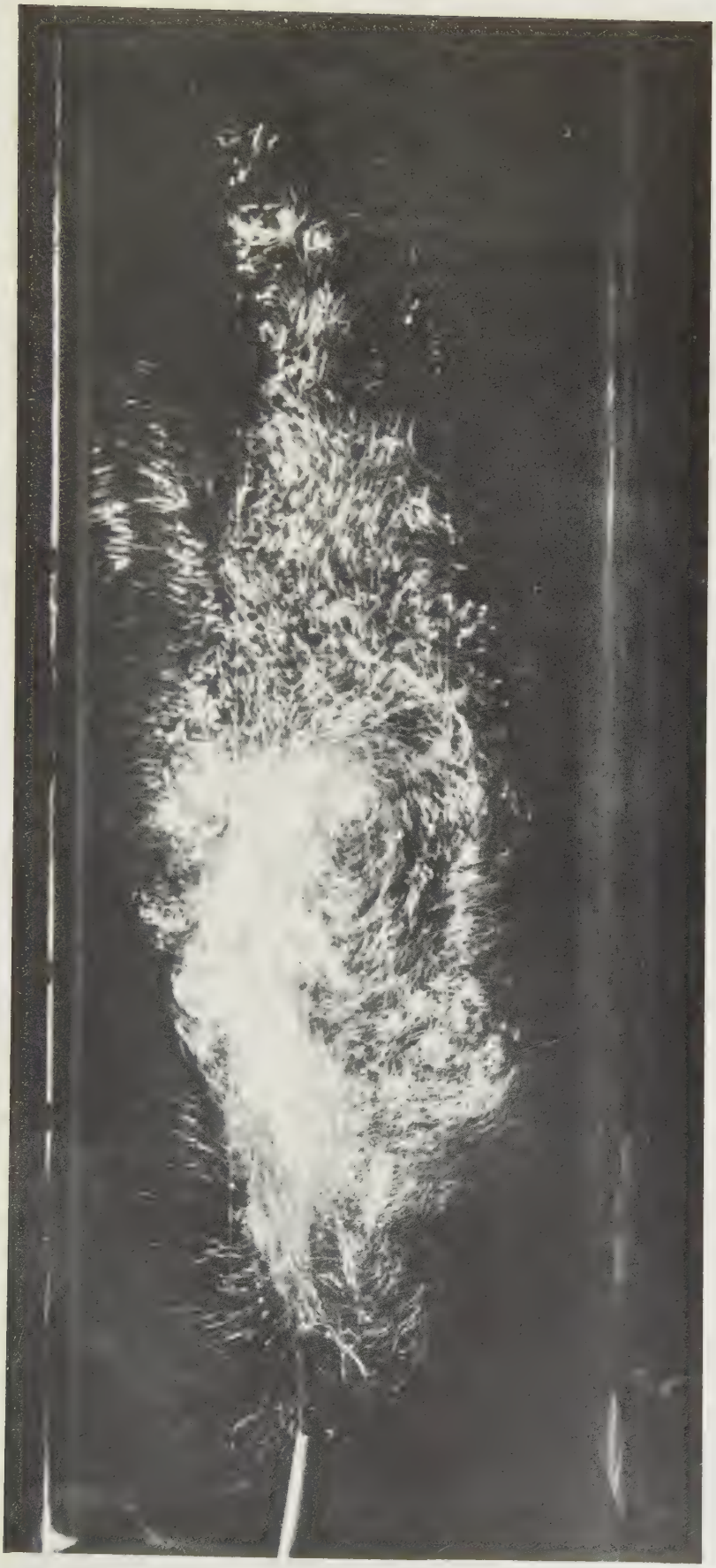
f = 30 c/mn

Q_s = 5 l/s

$Q_j = Q_T$ = 1,5 l/s

Q_s / Q_j = 3,33

PL. 4.6



Q_s = 5 L/s

$Q_j = Q_T$ = 1 L/s

Q_s / Q_j = 5

Jet tournant

Position : N

f = 25 c/mn

PL. 4.7

Q_s = 5 l/s

$Q_j = Q_T$ = 1 l/s

Q_s / Q_j = 5

Jet tournant

Cocon central

f = 25 c/mn

PL. 4.8

Jet tournant

Position : N

f = 24 c/mn

Q_s = 5 L/s

$Q_j = Q_T$ = 0,75 L/s

Q_s / Q_j = 6,67

PL. 4.9

Q_s = 5 l/s

$Q_j = Q_T$ = 0,75 l/s

Q_s / Q_j = 6,67

Jet tournant

Cocon central

f = 24 c/mn

4.3.1. Débit primaire constant

Sur les planches 4.1 et 4.2, grâce à des vues nord et sud, on peut voir que dans l'ensemble, la structure déjà observée précédemment est conservée dans ses grandes lignes. Les deux planches correspondent à un débit du jet de 2 ℓ/s et à un débit ambiant de 5 ℓ/s : elles peuvent être comparées aux planches 1 et 4 du chapitre 3.

On note toutefois deux différences :

1°) Au-delà du cône potentiel, le jet tournant se cambre et le panache est plus large qu'en l'absence de rotation. On retrouve ainsi un résultat obtenu par UTRYSKO (68) selon lequel la diffusion d'un jet tournant confiné est plus accentuée que lorsque le jet ne tourne pas. Le même résultat a d'ailleurs été observé en jet libre, par DARRIGOL (17) et par CHIGIER-CHERVINSKY (11) .

2°) Le tourbillon de recirculation engendré par le jet tournant est beaucoup moins étendu que le tourbillon créé par le jet non tournant. Cette différence est particulièrement nette si l'on compare la planche 4.2 à la planche 3-4 (vues Sud).

La planche 4.3 correspond à un rapport de débits égal à 1, et peut être rapprochée de la planche 3.7 : il n'apparait pas de différence notable entre les deux vues photographiques, ce qui confirme les résultats obtenus dans les mesures des fréquences de rotation.

Lorsque le débit ambiant atteint 1 ℓ/s, le jet cesse de tourner dans la chambre, lorsqu'il est animé d'une rotation initiale. La planche 4.4 montre une structure très différente de la planche 3.8, pour laquelle le jet initialement non tournant est animé d'une rotation de fréquence 18 cycles/minute. Sur la planche 4.4, l'écoulement est en moyenne stationnaire, et le jet est fixé dans la position est.

4.3.2. Débit secondaire constant.

Les planches 4.5 et 3.9 donnent une vue nord dans les mêmes conditions de débits (Q_s = 5 ℓ/s, Q_j = 1,5 ℓ/s) et les différences que l'on peut observer sont dues à l'influence de la mise en rotation préalable du jet. Celle-ci se manifeste de deux manières : infléchissement plus accentué du panache du jet vers la paroi du conduit, raccourcissement de la zone de recirculation du jet.

Les mêmes tendances apparaissent sur les planches 4.6 à 4.9 pour des rapports de débits plus élevés, si on les compare aux planches 3.10 et 3.11.

Ce changement de structure pourrait expliquer le fait que nous avions constaté précédemment, au cours des mesures de fréquence de rotation : lorsque le jet tourne à son entrée dans la chambre, la fréquence est systématiquement plus faible que s'il ne tourne pas, pour des rapports de débits supérieurs à 2.

4.4. CONCLUSION .

Les résultats qui viennent d'être présentés font apparaître une influence très nette d'une rotation initiale du jet sur la structure de l'écoulement résultant, pour des rapports de débits Q_s/Q_j supérieurs à 2,5. Cette influence a pu être observée bien que l'intensité de rotation du jet soit fiable (de l'ordre de 0,07).

Il serait bien entendu souhaitable d'étendre la gamme des mesures et de considérer des intensités de rotation plus élevées. Le montage actuel est prévu pour une telle étude : il suffit en effet d'obturer une partie de la longueur L_o des fentes d'admission tangentielle en conservant un même débit tangentiel du jet. D'après l'équation 4.1, on augmente ainsi le moment cinétique Γ_m et par conséquent l'intensité de rotation initiale du jet.

CHAPITRE 5

ETUDE PAR VISUALISATION D'UN JET EXCENTRE

5.1. INTRODUCTION

Nous avons considéré jusqu'ici un jet issu d'un injecteur dont l'axe est confondu avec celui du conduit principal, dans lequel s'écoule le fluide ambiant.

Dans le présent chapitre, nous examinerons le comportement d'un jet émis hors de l'axe du conduit et dans une direction parallèle à cet axe. Une recherche de travaux antérieurs nous a révélé qu'il n'existait apparemment pas de littérature sur la question, même pour un simple jet placé dans un écoulement non tournant à l'intérieur d'un tube de section circulaire.

Il nous a paru intéressant d'excentrer le jet, afin de déceler l'influence éventuelle de cette dissymétrie sur une déformation de la zone de mélange du jet au fluide ambiant, sur la période du mouvement circulaire observé précédemment, et sur l'écoulement tournant dans la région d'aval du conduit.

L'ensemble des documents présentés dans ce chapitre correspond à un débit du jet égal à 2 ℓ/s et à un débit ambiant de 5 ℓ/s.

Nous considérerons simultanément le cas d'un jet non tournant et celui d'un jet tournant : pour ce dernier, les conditions sont telles que le débit Q_j du jet est égal au débit tangentiel q_t.

Le décalage de l'injecteur par rapport à l'axe a été obtenu par rotation du cercle excentrique placé sur le hublot amont de l'installation (figures 2.4 et 2.5). L'angle de rotation β , exprimé en degrés, correspond à une certaine distance δ de l'axe de l'injecteur à l'axe du conduit principal : la relation entre β et δ est indiquée sur la figure 2.6. Nous définirons l'excentricité du jet par le rapport de la distance δ au rayon du conduit R = 108 mm. L'angle β et l'excentricité δ/R sont indiqués sur les différents documents présentés au cours du chapitre, ainsi que sur le tableau n° 4 ci-dessous :

Angle $\beta°$	Distance δ(mm)	δ /R
3	2,51	0,023
5	4,19	0,039
6	5,02	0,047
10	8,36	0,078
15	12,53	0,116
90	67,9	0,628

TABLEAU N° 4

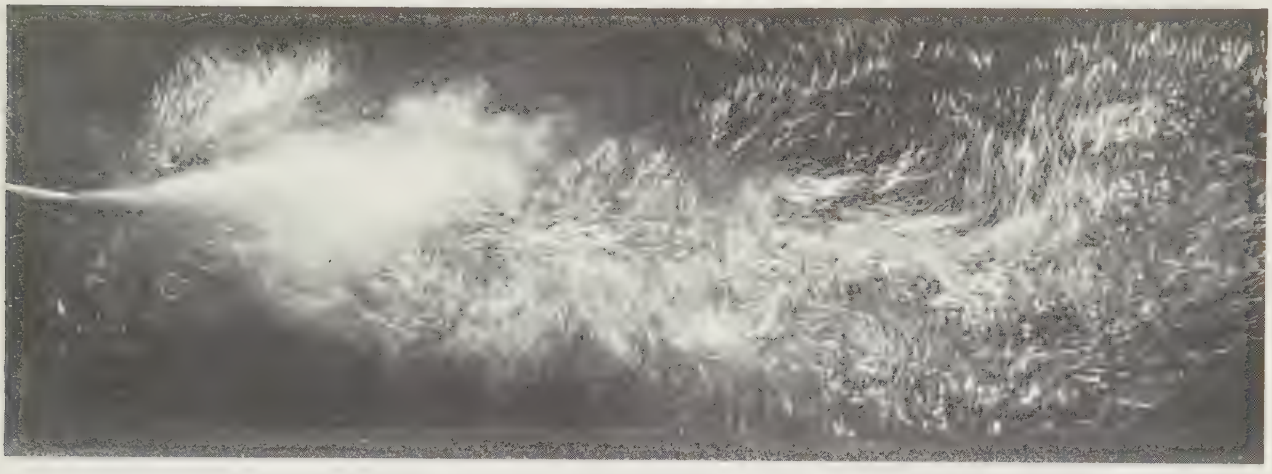
Nous étudierons tout d'abord les faibles excentricités, correspondant à des angles β inférieurs à 6°, puis nous donnerons deux exemples d'excentricité moyenne (10 et 15°) et un exemple de jet fortement excentré (β = 90°).

5.2. JETS FAIBLEMENT EXCENTRES

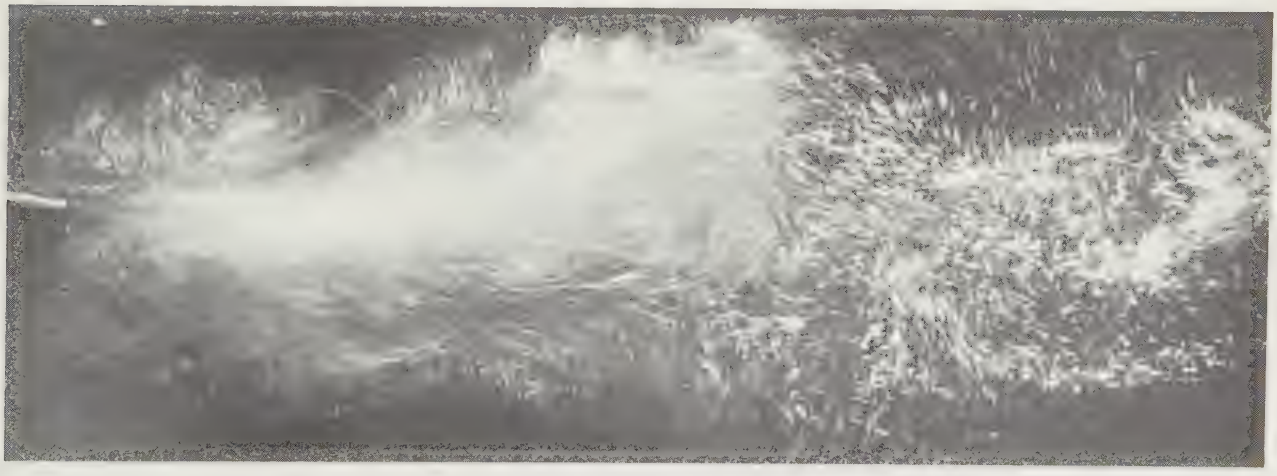
Les planches 5.1, 5.2 et 5.3 donnent des exemples de jets faiblement excentrés et correspondent respectivement à β = 3,5 et 6 degrés. Elles peuvent être comparées aux planches 3.1 à 3.4, relatives au jet centré non tournant, pour les mêmes conditions expérimentales, ainsi qu'à la planche 4.1 donnant une vue du jet tournant, pour les mêmes débits.

On note que, d'une manière générale, il suffit d'une faible excentration (planche 5.1) pour que le panache du jet ne touche plus la paroi du conduit.

PLANCHE 5.1



1. β = 3° q_t = 0 Position O



2. β = 3° $q_t = Q_j$ Position N

Q_s = 5 ℓ/s Q_j = 2 ℓ/s

Au fur et à mesure que le décalage augmente, le jet tend à devenir horizontal, au-delà de son cône potentiel, dans la région où il est nettement différencié.

Simultanément, la longueur de la partie stable du jet augmente et la fréquence de rotation du panache diminue. Cette fréquence s'annule pour $\beta = 6°$, c'est à dire pour un décalage de 5 mm de l'axe du jet par rapport à celui du conduit ; rappelons à ce propos que le rayon du jet est de 6 mm.

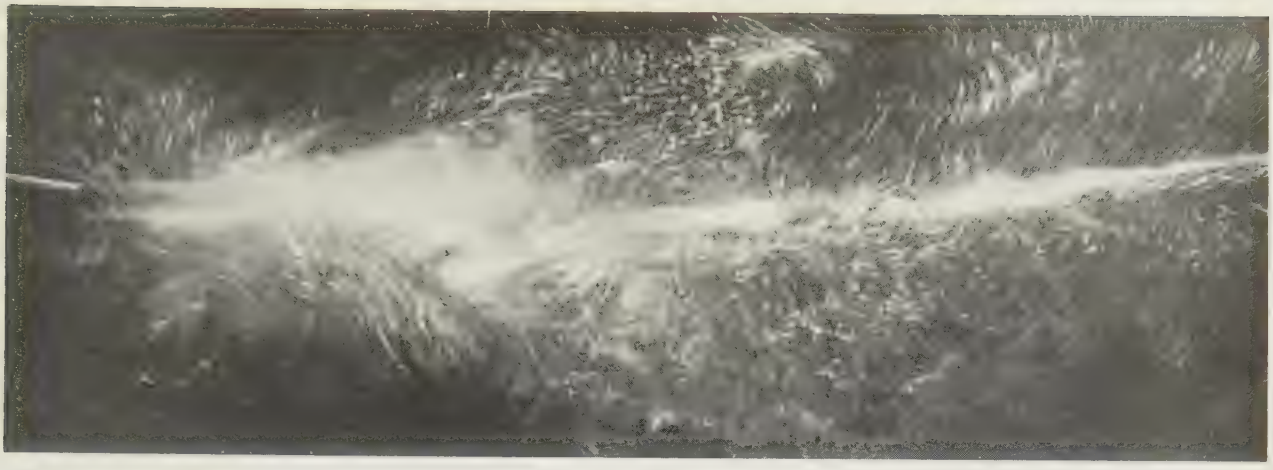
PLANCHE 5.2

1. $\beta = 5°$ $q_t = 0$ Position N

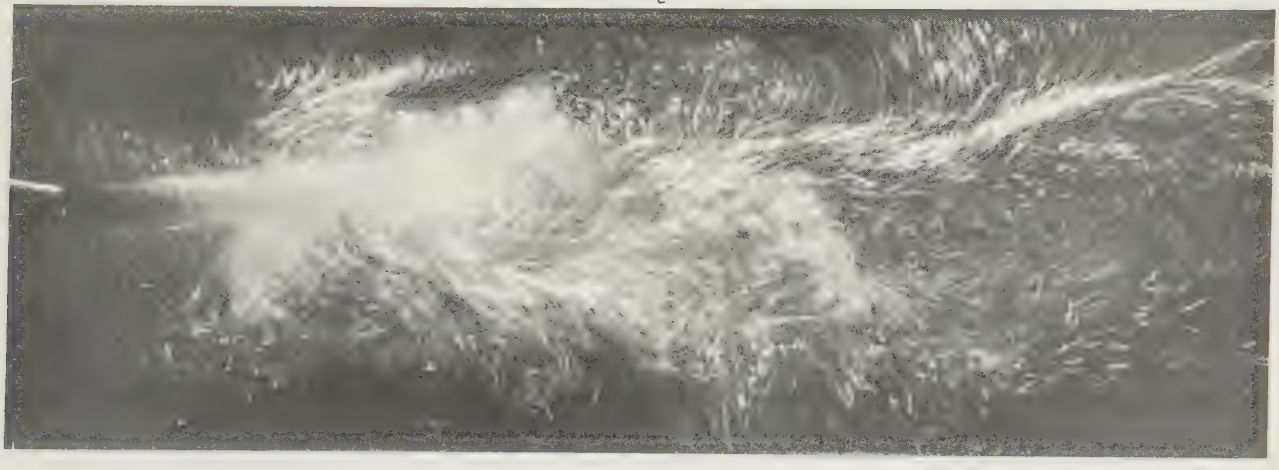
2. $\beta = 5°$ $q_t = Q_j$ Position N

$Q_s = 5$ ℓ/s $Q_j = 2$ ℓ/s

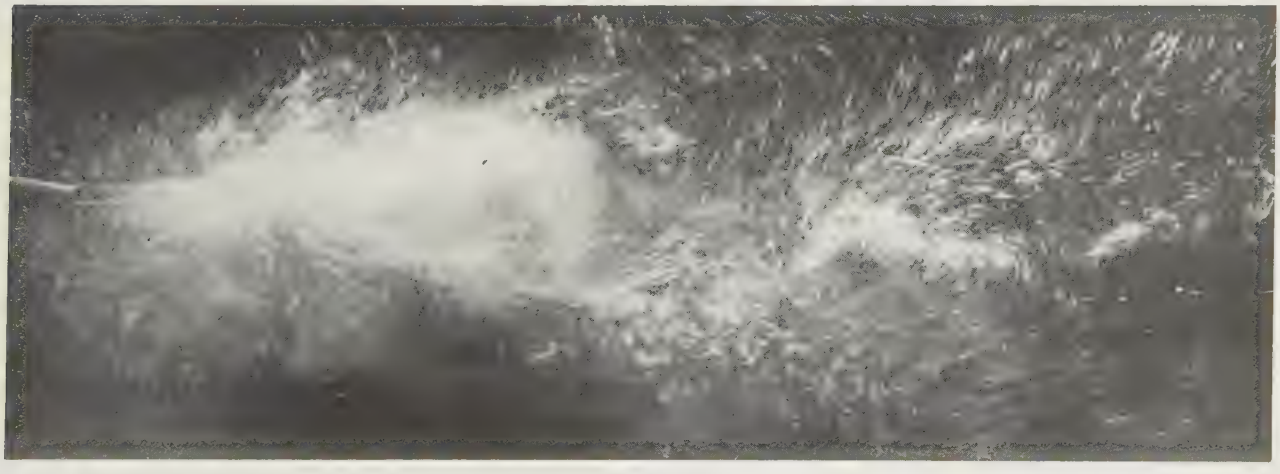
PLANCHE 5.3



1. $\beta = 6°$ $q_t = 0$



2. $\beta = 6°$ $q_t = 0$



3. $\beta = 6°$ $q_t = Q_j$

$Q_s = 5$ ℓ/s $Q_j = 2$ ℓ/s Jet stationnaire

5.2.1. Mesures de fréquence de rotation

La figure 5.1 montre l'évolution de la fréquence de rotation du jet en fonction de l'excentricité, exprimée par l'angle β . La courbe supérieure correspond à un jet non tournant, et la courbe inférieure à un jet tournant. On peut noter d'une part, la chute très rapide de fréquence au delà de 5° et d'autre part, l'influence très sensible de la rotation initiale du jet sur son mouvement périodique dans le conduit.

Pour β = 3° et les valeurs supérieures, la fréquence est moins bien définie que dans le cas du jet centré : nous avons noté un écart maximal de $\pm$ 15% pour β = 3°.

5.2.2. Observations effectuées au cours des essais

a) β = 5° (Planche 5.2).

Les deux vues montrées sur la planche 5.2 correspondent l'une à un jet simple, l'autre à un jet tournant, mais en fait, la rotation initiale n'apporte pas de grandes modifications à la structure d'ensemble des trajectoires fluides. Par contre, les deux vues donnent deux aspects différents d'un phénomène que nous n'avions pas constaté jusqu'alors de manière aussi nette.

Dans un premier temps (vue 1), le courant venu d'aval et rendu visible par le filament tourbillonnaire, parvient jusqu'à l'extrêmité du panache du jet et le contourne de la manière décrite au chapitre 3 : cet ensemble tourne régulièrement. Dans un deuxième temps (vue n° 2), une région tourbillonnaire, analogue à un rouleau, apparaît entre le jet et le courant d'aval : elle constitue entre eux une sorte de barrière, qui entraîne un blocage du jet : celui-ci demeure stationnaire pendant la durée d'existence de ce rouleau et redevient ensuite périodique après sa disparition. Ce phénomène est intermittent, il n'a pas de période bien définie, mais il introduit évidemment des perturbations importantes dans les mesures de fréquence du jet.

b) β = 6° (Planche 5.3).

Pour cette valeur de l'angle β , le jet cesse de tourner et nous abordons une nouvelle configuration, que l'on observera pour tous les angles supérieurs à 6°.

Pour β = 6°, on constate un phénomène particulier, qui nous a vivement interessé, et que nous avons enregistré sur film : la longueur du panache du jet varie

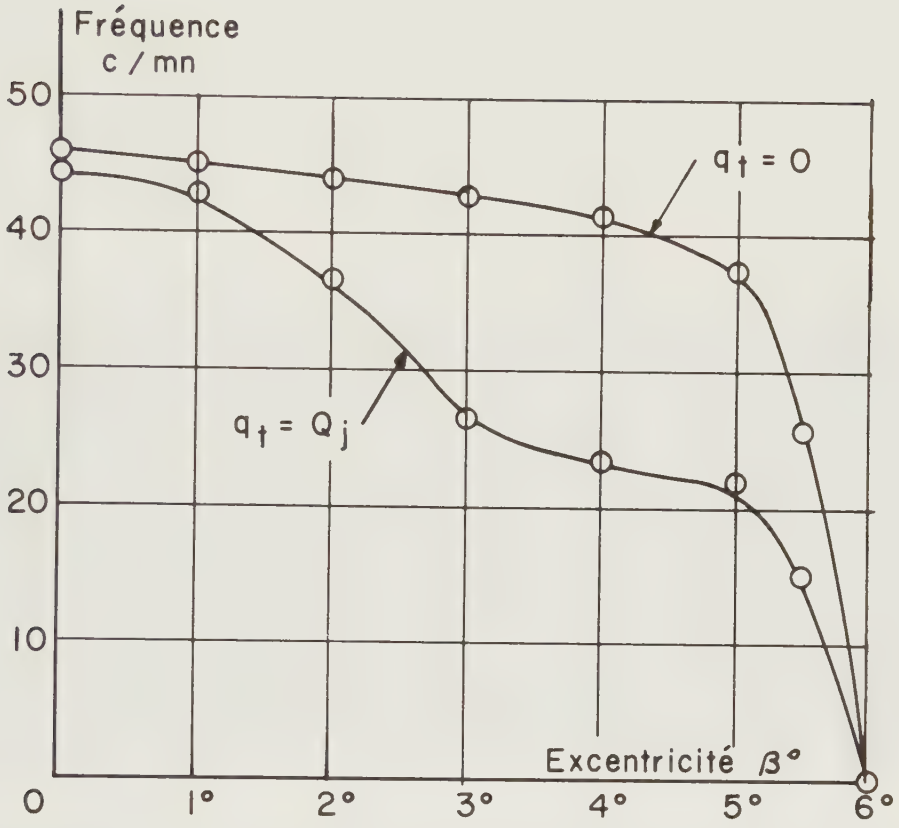


Fig. 5.1 - FRÉQUENCE DE ROTATION
EN FONCTION DE L'EXCENTRICITE

au cours du temps et le tourbillon de recirculation comporte un oeil, très visible sur la vue n° 1 de la planche 5.3, qui se déplace le long de l'axe du conduit. Lorsque cet oeil est dans sa position la plus à gauche, le filament venu d'aval est en ligne droite, comme le montre la vue n° 1. Sur la vue n° 2, l'oeil est dans sa position la plus à droite et le filament comprend plusieurs branches.

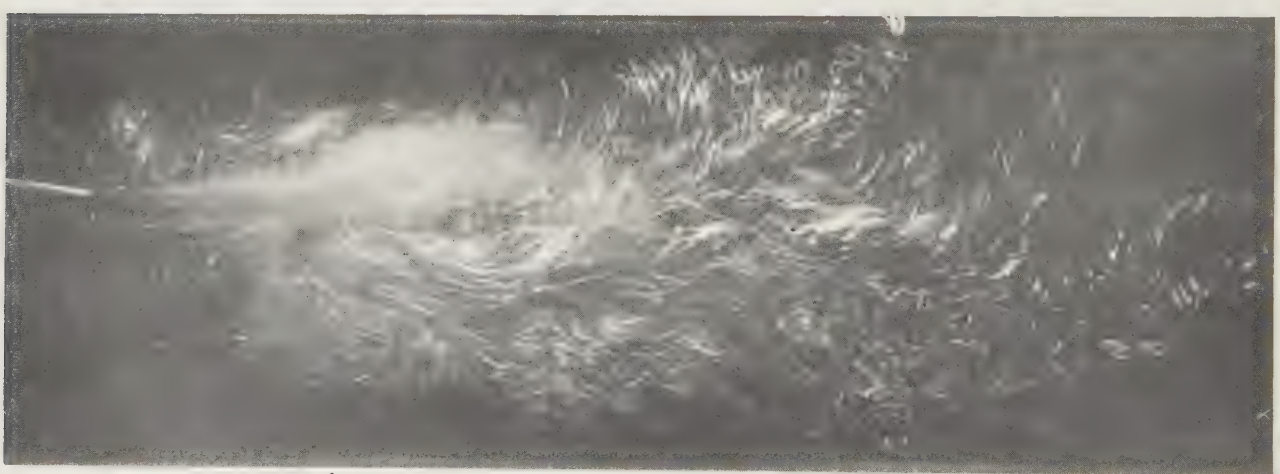
5.3. EXCENTRICITES MOYENNES.

Sur les planches 5.4 et 5.5, sont présentées des vues photographiques pour des angles β égaux à 10 et 15° et pour un jet tournant ou non tournant.

Dans les deux cas, le comportement du jet est analogue, avec quelques différences de détail. Le panache du jet demeure stationnaire et il est plus allongé que

PLANCHE 5.4

1. $\beta = 10°$ $q_t = 0$



2. $\beta = 10°$ $q_t = 2$ /s

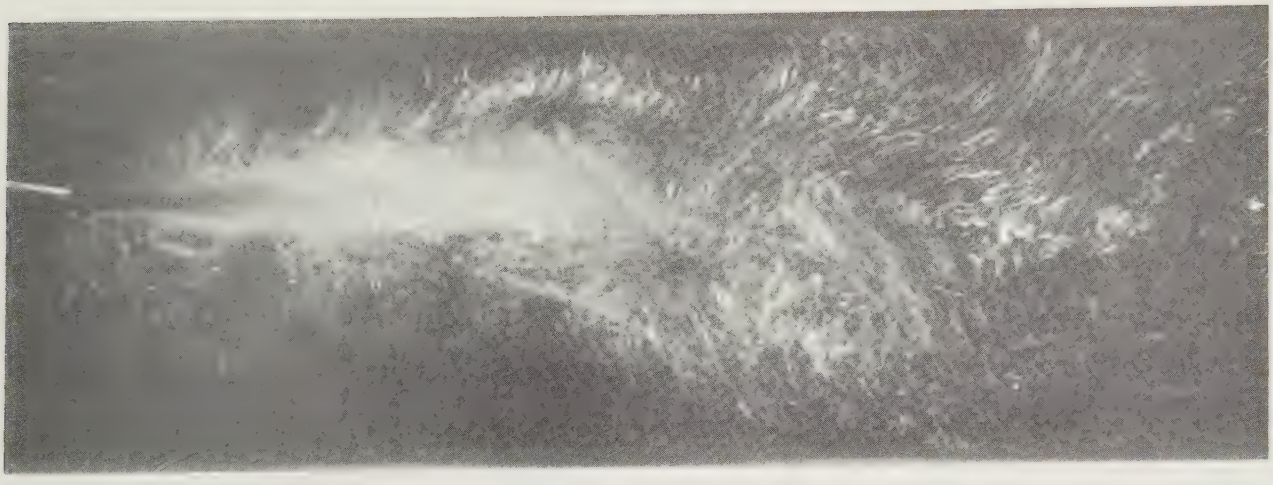
$Q_s = 5$ l/s $Q_j = 2$ l/s

pour $\beta = 6°$. Il est encore légèrement incurvé à 10°, et il est pratiquement d'axe horizontal à 15°. A l'extrêmité du panache, on distingue une région où les lignes de courant sont proches de la verticale et comportent à l'aval immédiat un ou plusieurs gros tourbillons. Cet ensemble forme une sorte de barrière à l'extension longitudinale du jet.

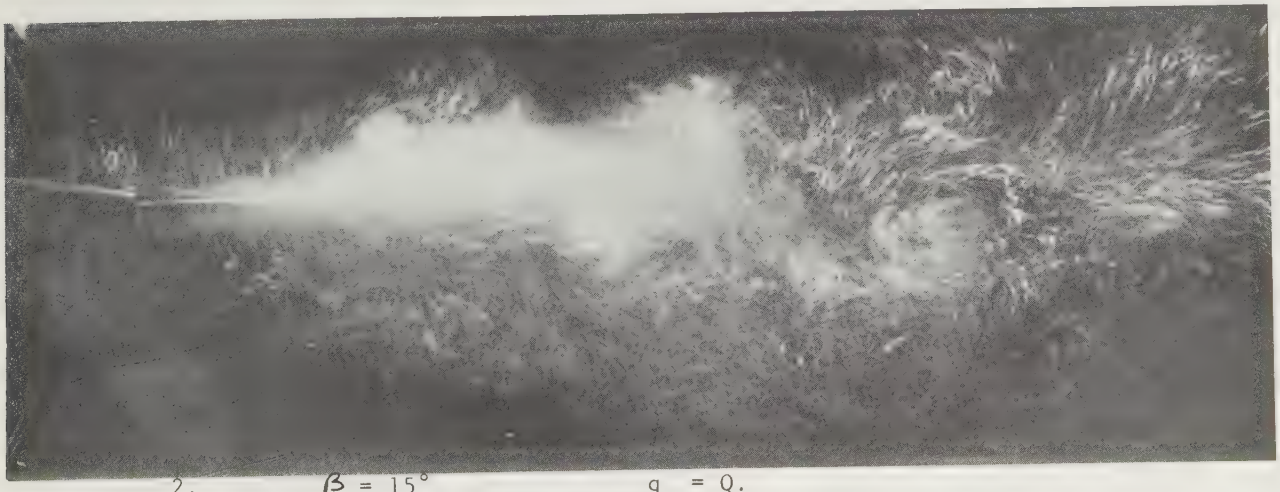
Par ailleurs, l'observation montre que l'écoulement tournant en aval est nettement ralenti. Cet amortissement s'accentue au fur et à mesure que l'on éloigne le jet de l'axe.

Si des mesures de vitesses confirmaient cette observation, l'étude actuelle pourrait apporter des éléments intéréssants pour un projet américain en cours et sur lequel nous reviendrons plus loin (paragraphe 5.5).

PLANCHE 5.5



1. $\beta = 15°$ $q_t = 0$



2. $\beta = 15°$ $q_t = Q_j$

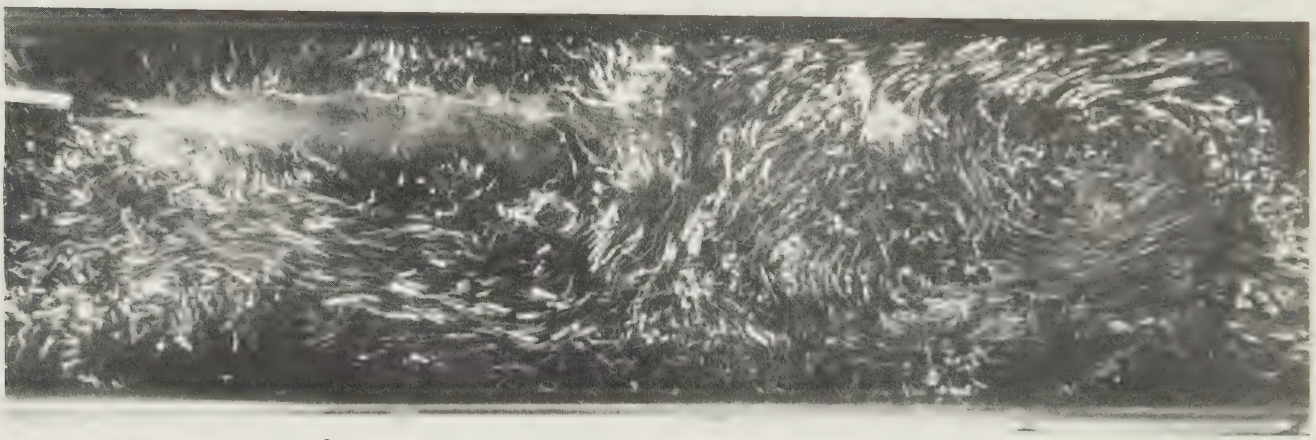
$Q_s = 5\ \ell/s$ $Q_j = 2\ \ell/s$

5.4. JET PLACE LOIN DE L'AXE DU CONDUIT.

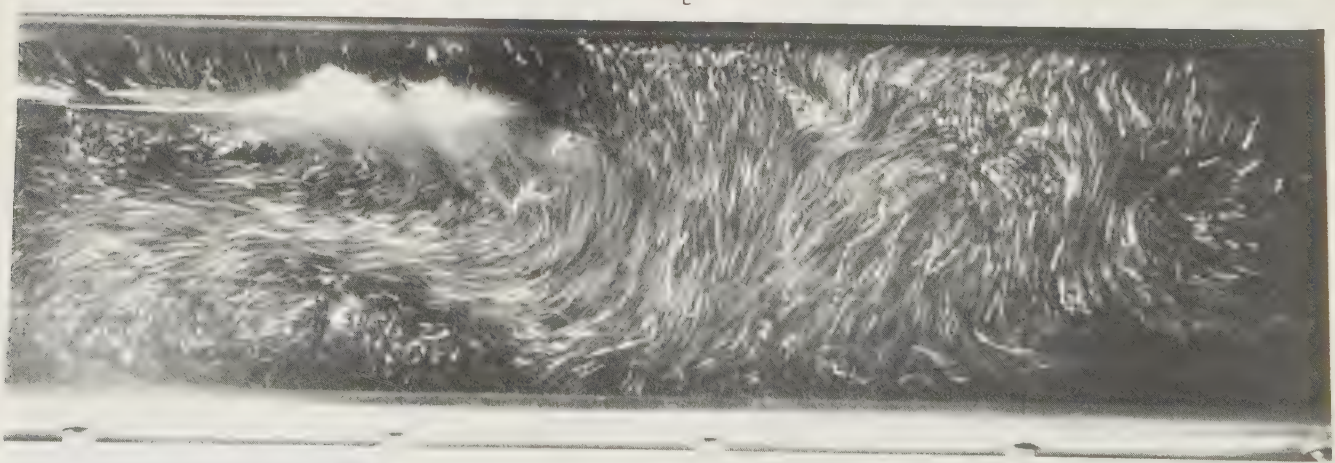
Sur les planches 5.6 et 5.7, sont rassemblées des vues photographiques correspondant à un angle $\beta = 90°$, c'est à dire à une distance de l'axe du conduit égale à 0,628 R. Par suite de la rotation de l'excentrique, l'injecteur n'est plus centré dans le plan vertical et, pour obtenir les photographies, nous avons successivement placé la rampe d'éclairage dans l'axe du jet (planche 5.6) et dans l'axe du conduit (photo 5.7).

Les mêmes caractéristiques déjà observées pour les excentricités moyennes se retrouvent ici, mais sont particulièrement nettes, notamment sur la vue 2 de la planche 5.6. Le jet est horizontal et diffuse relativement peu ; à une distance d'environ 2,5 R de l'injecteur, il s'incurve vers le bas et forme un courant peu turbulent qui remonte jusqu'à l'injecteur et qui s'incurve à nouveau vers le bas. En aval du jet, est située une région dans laquelle les trajectoires sont proches de

PLANCHE 5.6



1. $\beta = 90°$ $q_t = 0$



2. $\beta = 90°$ $q_t = Q_j$

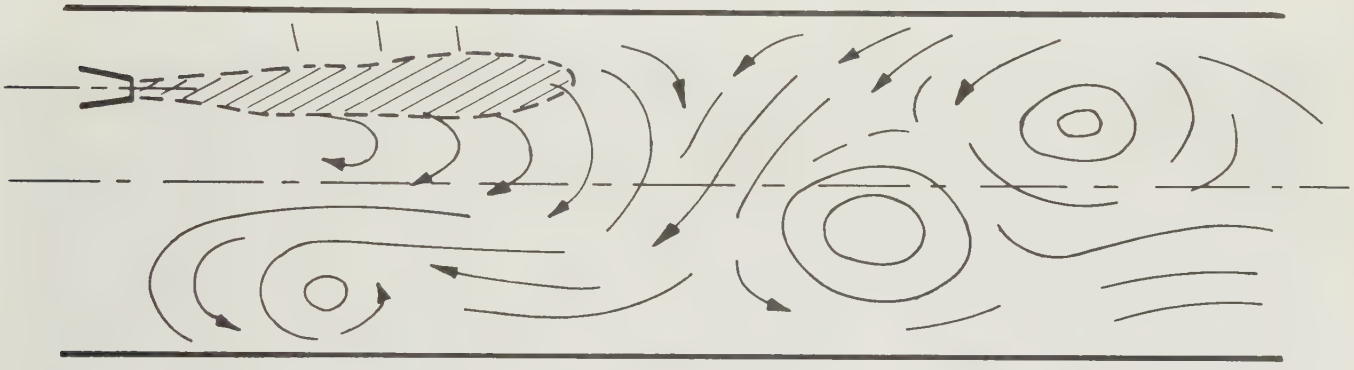
$Q_s = 5\ \ell/s$ $Q_j = 2\ \ell/s$

VUE SUR 1'AXE DU JET.

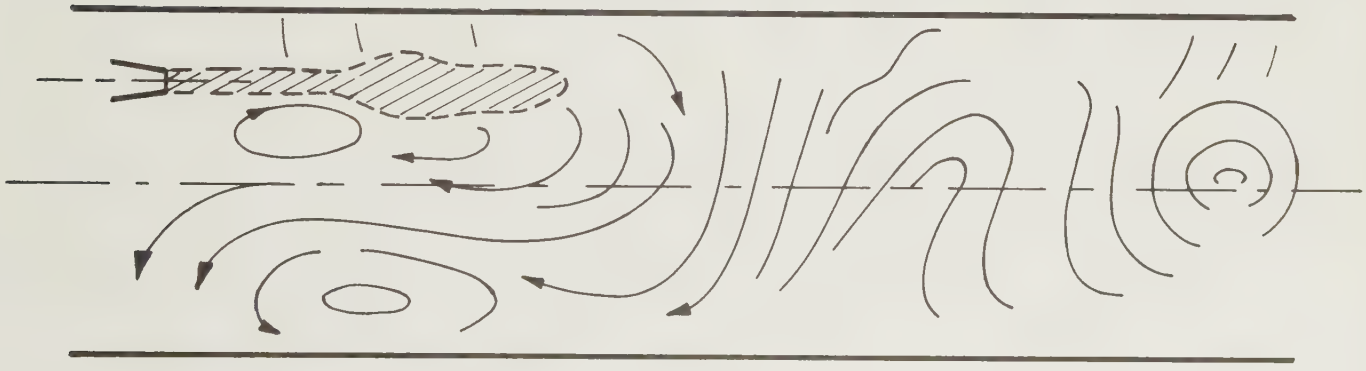
la verticale : cette zone s'étend sur une longueur d'environ un diamètre de la chambre sur la vue n° 2 de la planche 5.6. En aval de cette région, apparaissent de gros tourbillons.

Sur les photographies de la planche 5.7, on retrouve les grands courants engendrés par le jet et remontant vers l'amont. On note également une autre circulation partant de l'extrêmité du jet et se dirigeant vers l'aval (vue n° 2, planche 5.7). Ces courants contournent de gros tourbillons placés près des parois. L'ensemble est visible très nettement pour un observateur exercé, ce qui est possible grâce à un niveau de turbulence local relativement faible sur l'ensemble du champ.

Enfin, on constate que la rotation initiale de l'écoulement tournant est en aval considérablement affaiblie. Cette remarque est en relation avec l'idée de départ d'un projet américain, dont nous allons dire quelques mots.

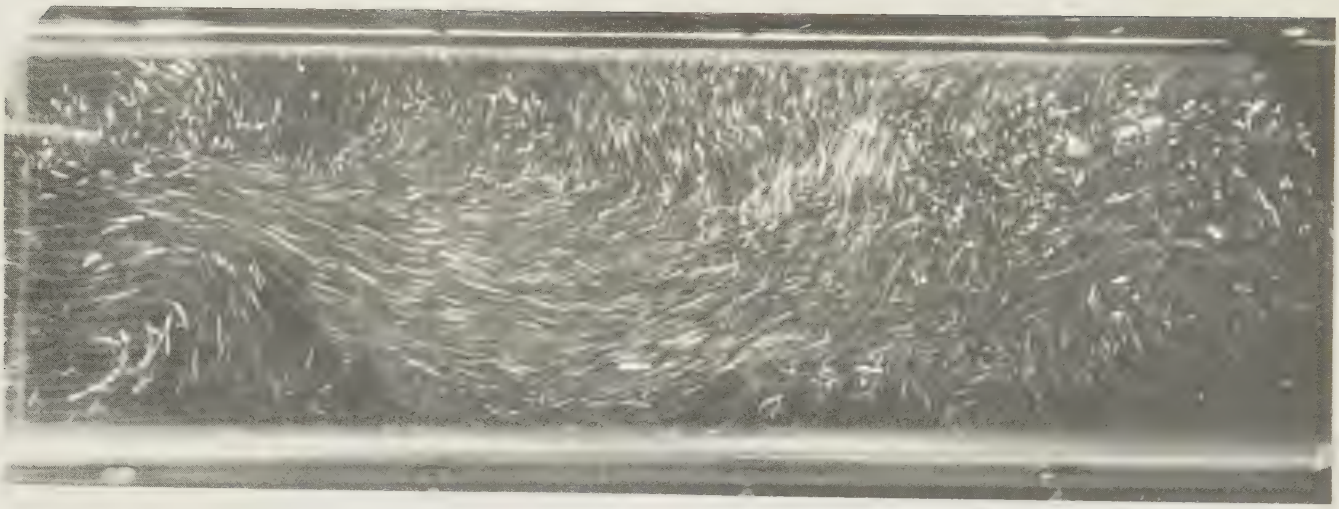


1. Schéma extrait de planche 5.6 (1)

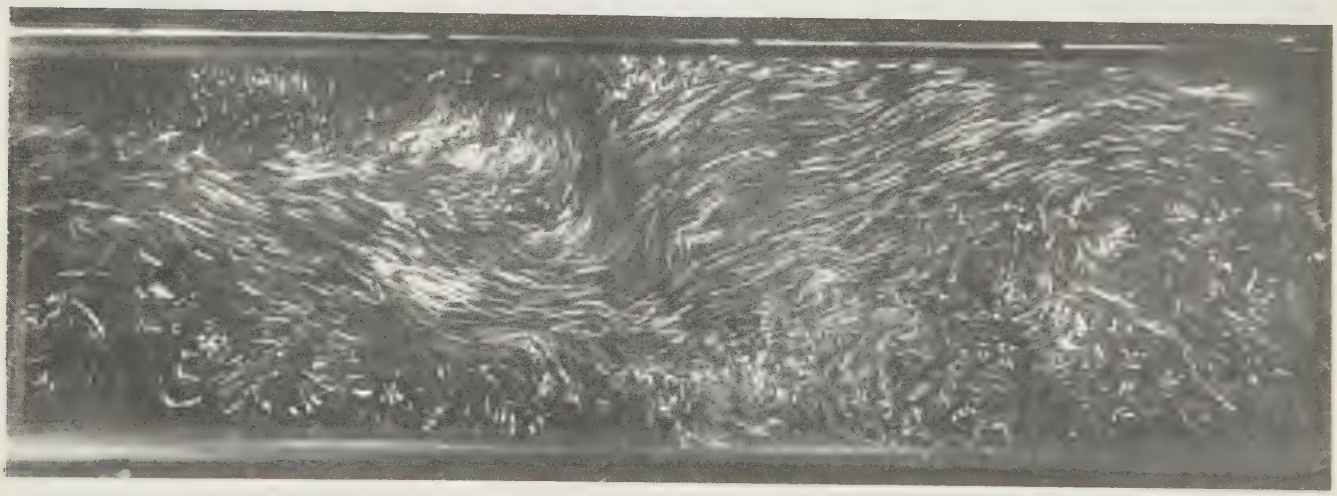


2. Schéma extrait de planche 5.6 (2)

PLANCHE 5.7



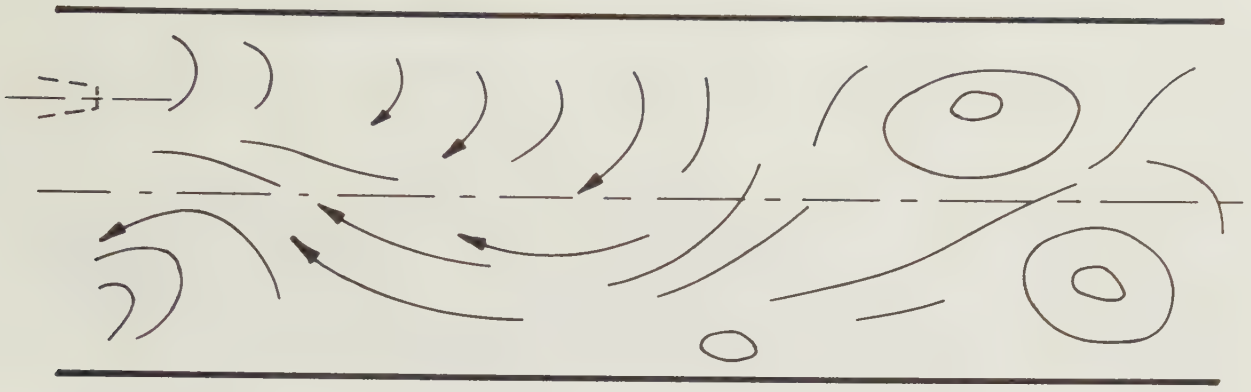
1. $\beta = 90°$ $q_t = 0$



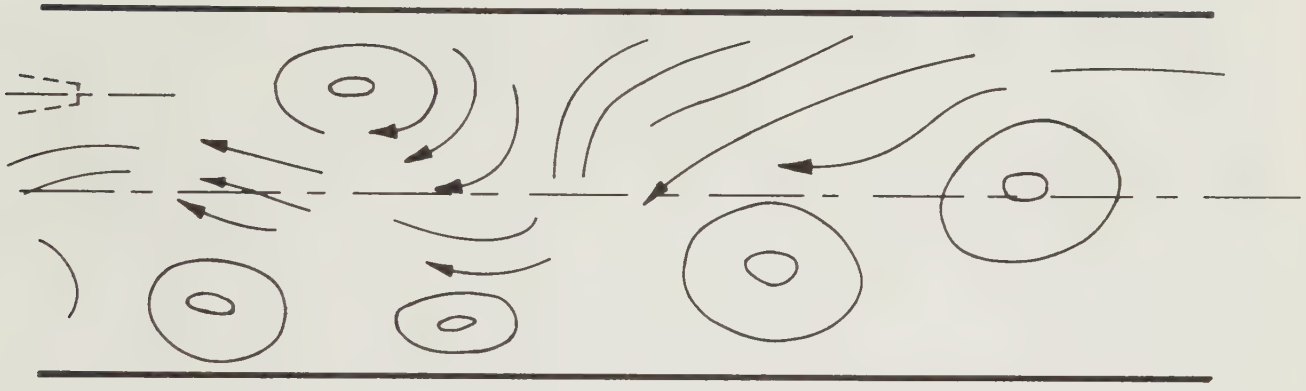
2. $\beta = 90°$ $q_t = Q_j$

$Q_s = 5\ \ell/s$ $Q_j = 2\ \ell/s$

VUE SUR L'AXE DE LA CHAMBRE



1. Schéma extrait de planche 5.7 (1)



2. Schéma extrait de planche 5.7 (2)

5.5. STORMFURY PROJECT

Le "STORMFURY PROJECT" mené actuellement en Floride (U.S.A.) par des météorologistes américains donne un exemple d'application des études sur l'injection dans des écoulements à haute intensité de rotation.

Ce projet consiste à tenter de réduire la violence des tornades par dispersion de produits chimiques en dehors du centre du cyclone. L'article reproduit ici, extrait de la revue "TIME" du 11 Octobre 1971, donne quelques détails sur le procédé employé, notamment dans le passage traduit ci-dessous :

"Pour empêcher les vents de former des spirales et d'accroître leur vitesse, les avions de Stormfury envoyaient des particules d'iodure d'argent dans les nuages plus froids de vapeur d'eau situés de 50 à 110 miles de l'oeil de la tornade. Théoriquement la vapeur devrait former des cristaux de glace autour des noyaux d'iodure, et la chaleur libérée par la formation des cristaux devrait faire monter la température dans les nuages atteints par les particules, autour de l'oeil. Ces nuages ainsi échauffés devraient se répandre et créer de nouvelles zones de basse pression loin du centre de la tornade. Ces nouvelles régions empêcheraient les vents tournants et la vapeur d'eau de converger sur le vortex de l'ouragan. Ainsi, la cheminée centrale serait privée de son alimentation vitale et l'énergie de l'ouragan se disperserait sur une région plus étendue. L'effet ultime serait de réduire la vitesse des vents".

Une première tentavive, appelée projet CIRRUS, avait été effectuée en 1947 pour appliquer un procédé du même genre, mais s'était soldée par un échec, dû au fait que l'opération avait eu lieu trop près du centre de la tornade et que la quantité de particules injectées avait été insuffisante.

En Septembre 1971, des essais analogues ont été repris sur l'ouragan Ginger, avec des moyens plus puissants et des injections à plus grande distance de l'oeil de la tornade. Cependant les résultats acquis ne seront pas complètement analysés avant plusieurs mois.

Ce qui parait intéressant à retenir pour notre sujet est cette influence possible de zones de basse pression excentrées sur la rotation de la tornade.

SCIENCE

AP

STORM WRECKAGE IN NEW BERN, N.C.
Keeping the chimney from refueling itself.

Pacifying Ginger

For two weeks, Hurricane Ginger moved erratically east and west in the mid-Atlantic. Then it stalled, 650 nautical miles off the Florida coast. For the scientists of Project Stormfury, a long wait was over: now they had an opportunity to experiment with and perhaps partially tame a major hurricane while it was a safe distance from populated land areas.

As Ginger hovered indecisively, Stormfury's scientific director, a soft-spoken meteorologist named R. Cecil Gentry, recommended an attack. Taking off from fields along the East Coast, Bermuda and Puerto Rico, 16 planes headed straight into the thick of the storm, the longest-lived hurricane on record. While instrument-packed planes monitored the tricky "bombing" runs, an Air Force C-130 transport and two U.S. Navy A-6 Intruder jets flying at 22,000 feet dropped hundreds of small explosive cylindrical canisters that sprayed tiny particles of silver iodide in the area outside the eye of the hurricane.

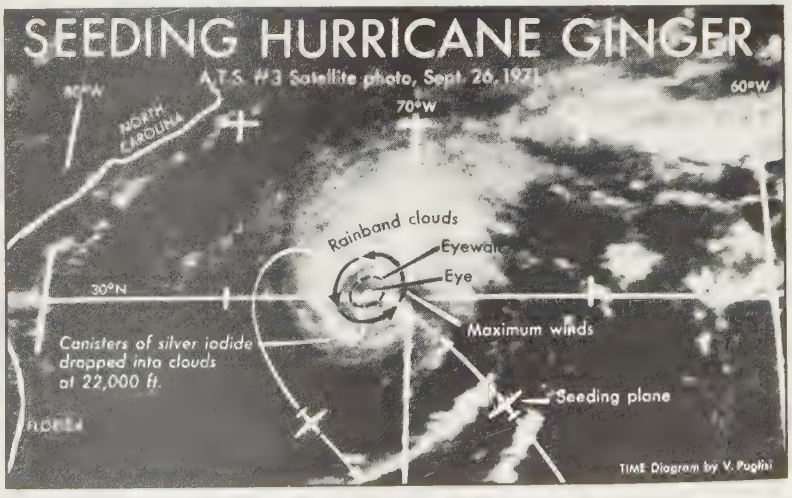
Heat Engine. By thus "seeding" Ginger, scientists of Stormfury—a joint Commerce and Defense departments project—hoped to diminish the hurricane's awesome power, equivalent to the wallop of 400 20-megaton hydrogen bombs. Literally a huge heat engine, a hurricane is formed by spirals of warm, moist air rising from tropical seas. As the heat-packed vapor spins increasingly faster, it converges toward the eye of the storm and is forced upward; meanwhile within the eye, the temperature rises and pressure drops. Acting like a chimney, the walls of the warm vortex continue to refuel themselves and add to the storm's fury by drawing still more moisture from the sea.

It was to keep these winds from spiraling inward and increasing their velocity that Stormfury's aircraft dropped silver iodide particles into the colder clouds of water vapor 50 to 110 miles from the eye. Theoretically the vapor would form into ice crystals around the iodide seeds, and the heat released by the crystal formation would raise the temperature in the targeted clouds around the eye. As they heated up, these clouds (called a rainband) would also expand and create new low pressure areas away from the eye. The new regions would, in turn, keep the swirling winds and water vapor from converging on the storm's vortex. Thus, the chimney would be deprived of its vital fuel and the hurricane's energy would be spread over a wider area. The ultimate effect would be to reduce the velocity of the winds.

Hurricanes, however, are notoriously unpredictable. After the first hurricane seeding attempt—Project "Cirrus" by a General Electric group in 1947—the storm suddenly reversed course and slammed into Savannah, Ga., wreaking extensive damage. Although the seeding probably had nothing to do with the change in course, Georgians were so outraged at the scientists that the Government has since forbidden any tampering with hurricanes that are within 18 hours' striking distance of land.

That restriction has limited Stormfury's activities. Since 1961, only four hurricanes have been seeded. The first two attempts were not noticeably successful, possibly because the planes dropped too little silver iodide too close to the center of the storm. But by the time Hurricane Debbie appeared in 1969, computer simulations at the National Hurricane Research Laboratory in Miami had suggested that seeding would be more effective if the pellets were dropped in a greater quantity and slightly farther from the eye. Using this new approach, the hurricane tamers apparently managed to reduce Debbie's winds by as much as 30 m.p.h.

Somewhat Fickle. Ginger proved to be a more difficult target. Unlike Debbie, which was relatively compact and well formed, the latest hurricane was a huge, sprawling storm that lacked the classic, clearly defined eye and cloud walls. Nonetheless, Stormfury's planes made six successful seeding runs before breaking off the attack when Ginger turned toward the North Carolina coast. By week's end, as Ginger came ashore just east of Morehead City, causing some $1,000,000 damage, Stormfury's scientists had already begun studying data to determine whether the seeding had any real effect. Even if they discover a drop of only 5% to 10% in wind velocities, they will consider it a major achievement. That little a reduction in some future hurricane just about to strike a populated area could save lives and prevent millions of dollars of property damage. But the information gleaned from Ginger is complex and will not be fully deciphered for months. As Gentry's associate director Harry Hawkins once explained: "Stormfury is meteorology's Apollo moon program. The difference is that we won't know for six months whether we've landed or not."



5.6. ANALOGIE ENTRE LES ECOULEMENTS ROTATIFS ET LES COURANTS DANS UN MILIEU STRATIFIE

Nous avons recherché dans la littérature des exemples qui pourraient être rapprochés de nos propres résultats et qui permettraient des comparaisons utiles en vue d'une interprétation des phénomènes observés.

Parmi les différentes voies possibles, l'une d'elles nous a semblé particulièrement intéressante : l'analogie entre certains types d'écoulements rotatifs et de courants dans un milieu stratifié.

Cette analogie est illustrée par les figures 5.4 et 5.5, dont la première est tirée d'une étude de YIH [69] et montre la structure d'un écoulement stratifié derrière un obstacle placé loin en amont. La deuxième figure représente un écoulement tournant dans un cylindre en présence d'un obstacle sphérique et est extraite d'un article de LAI [39]. Ces deux réseaux de lignes de courant montrent le cheminement principal du fluide autour de zones tourbillonnaires touchant la paroi ou l'axe du conduit.

Il semble bien qu'il y ait une analogie entre ces études et nos propres résultats, malgré l'irrégularité dans la répartition des tourbillons dues à nos conditions aux limites particulières et au caractère turbulent de notre type d'écoulement. On retrouve bien, dans tous les cas, les circuits de cheminement préférentiel, contournant des régions tourbillonnaires étendues (figures 5.2 et 5.3 et planches 5.6 et 5.7).

Il parait utile de rappeler en quelques mots, sans entrer dans le détail, les conditions étudiées par YIH et par LAI pour les deux réseaux présentés sur les figures 5.4 et 5.5.

5.6.1. Tourbillons stationnaires dans un fluide stratifié.

YIH [69] considére un écoulement plan d'un fluide incompressible de densité variable et non visqueux. Si u et w sont les composantes de la vitesse suivant l'axe Ox horizontal et Oz vertical et ρ la masse volumique du fluide en un point, ρ_o étant une masse volumique de référence, YIH effectue le changement de variables :

$$(u', w') = \sqrt{\frac{\rho}{\rho_o}}\,(u, w) \tag{5.1}$$

L'équation de continuité s'écrit, compte-tenu de l'incompressibilité :

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \tag{5.2}$$

La fonction de courant Ψ' peut être définie par :

(5.3) $$u' = \frac{\partial \Psi'}{\partial z} \qquad w' = - \frac{\partial \Psi'}{\partial x}$$

Les équations du mouvement sont :

(5.4) $$\rho_o \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x}$$

(5.5) $$\rho_o \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} - g\rho$$

Appelons η' la composante selon Oy du rotationnel :

(5.6) $$\eta' = \frac{\partial u'}{\partial z} - \frac{\partial w'}{\partial x} = \nabla^2 \Psi'$$

La constante de Bernouilli H :

(5.7) $$H = p + \frac{\rho (u^2 + w^2)}{2} + \rho g z$$

est constante le long d'une ligne de courant, et par conséquent est une fonction de Ψ' seule.

Après calculs, on obtient à partir de ces différentes équations :

(5.8) $$\nabla^2 \Psi' + \frac{g z}{\rho_o} \frac{\partial \rho}{\partial \Psi'} = \frac{dH}{d\Psi'} = f(\Psi')$$

qui est la relation de base. Les fonctions $d\rho / d\Psi'$ et $dH/d\Psi'$ sont à déterminer en fonction des conditions amont, et représentent les effets de la variation de masse volumique et d'énergie spécifique sur le mouvement du fluide. Les effets d'inertie dûs à la variation de densité sont déjà inclus dans le terme Ψ'.

YIH a recherché des solutions de la relation (5.8) dans un certain nombre de cas particuliers où elle a une forme linéaire en Ψ' et ses dérivées :

(5.9) $$\nabla^2 \Psi' + z (C_o + C_1 \Psi') = C_2 + C_3 \Psi'$$

et où notamment $C_1 = 0$ et $C_2 = 0$:

(5.10) $$\nabla^2 \psi' + C_0 z = C_3 \psi'$$

Diverses solutions de cette équation ont été proposées par LONG et par YIH pour représenter des écoulements stratifiés au-dessus de barrières montagneuses. La circulation a lieu entre deux plans parallèles, simulant le sol et la tropopause et, placés à une distance d l'un de l'autre. Les auteurs effectuent le changement de variable :

(5.11) $$\xi = \frac{x}{d} \qquad \eta = \frac{z}{d}$$

et introduisent par ailleurs le nombre de FROUDE :

(5.12) $$F = \frac{q}{d^2} \sqrt{\frac{\rho_0}{g \beta}}$$

q étant le débit en volume de fluide par unité de largeur, ρ_0 une masse volumique de référence; le coefficient β est défini par :

(5.13) $$\beta = - \frac{d\rho}{dz} \qquad \text{pour} \quad \xi \longrightarrow - \infty$$

YIH a obtenu une solution de l'équation (5.10) de la forme :

(5.14) $$\psi = \eta + \frac{2}{\pi} \left[\cos \left(F^{-2} - \pi^2 \right)^{1/2} \xi \right] \sin n \pi \eta$$

et pour un nombre de FROUDE $F = 3/4\pi$, a calculé le réseau de lignes de courant tracé sur la figure 5.4.

L'auteur propose une généralisation de sa méthode en vue de l'étude d'un écoulement stratifié avec diverses distributions de singularités, comportant notamment des jets et des régions à contre-courant. L'exploitation de ces méthodes de calcul pourrait être envisagée dans le cadre de l'étude actuelle.

5.6.2. Tourbillons stationnaires dans un écoulement tournant

La figure 5.5 est extraite d'un article de LAI (39) publié dans la revue Journal of Fluid Mechanics. Dans son exposé, l'auteur présente tout d'abord les

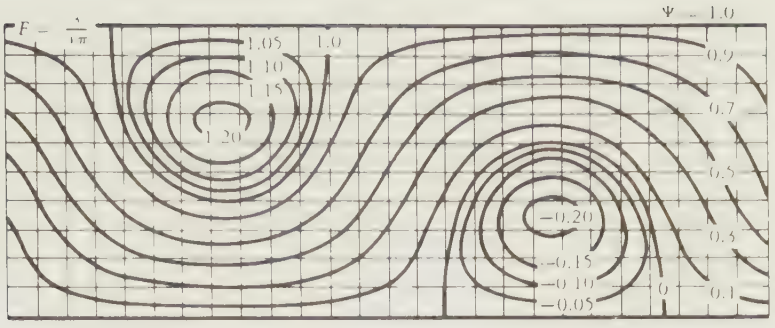


Fig. 5.4 - ÉCOULEMENT STRATIFIÉ LOIN EN AVAL D'UNE BARRIÈRE d'après YIH [69]

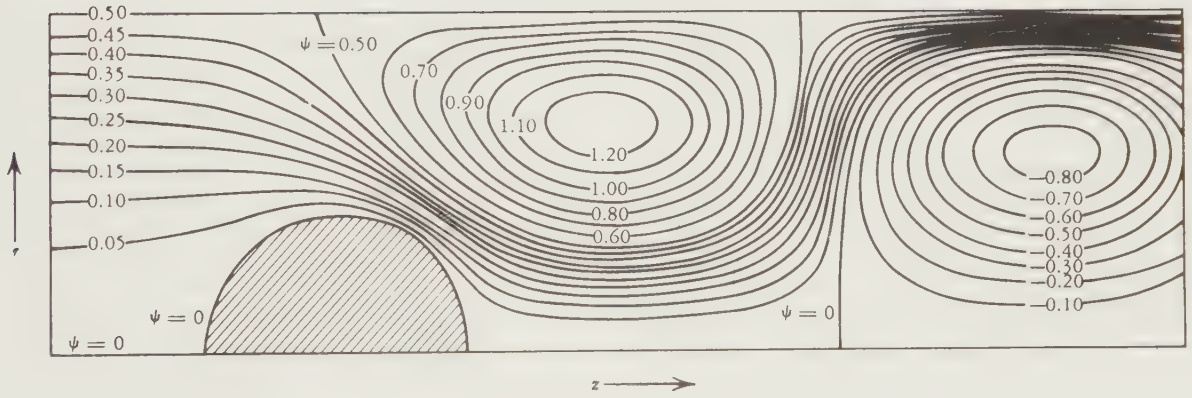


Fig. 5.5 - ÉCOULEMENT TOURNANT AUTOUR D'UNE SPHÈRE, d'après LAI [39]

équations d'un écoulement stationnaire tournant d'un fluide non visqueux et incompressible, dans un conduit cylindrique de section circulaire, autour d'une sphère dont le centre est placé sur l'axe du conduit. A la fin de l'article, LAI présente la figure 5.5, mais note qu'en fait elle ne peut être déduite du système d'équations qu'il a développé. Il nous a paru intéressant de rappeler d'une part les équations, et d'autre part, les raisons pour lesquelles elles ne sont applicables qu'à une partie seulement du réseau tracé sur la figure 5.5.

a) Equations générales

LAI considère des coordonnées cylindriques r, θ et z, l'abscisse étant située sur l'axe du tube, de rayon $r = 1$. Soit u, v et w les composantes de la vitesse selon r, θ et z ; les équations du mouvement permanent, pour un fluide incompressible et non visqueux, sont :

$$u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v^2}{r} = - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p^*}{\rho} \right) \tag{5.15}$$

$$u \frac{\partial v}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{uv}{r} = 0 \tag{5.16}$$

$$u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p^*}{\rho} \right) \tag{5.17}$$

$$\frac{\partial (ru)}{\partial r} + \frac{\partial (rw)}{\partial z} = 0 \tag{5.18}$$

On peut introduire la fonction de courant Ψ, telle que :

$$u = - \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \qquad w = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \tag{5.19}$$

L'équation 5.16 exprime la conservation du moment de quantité de mouvement; il s'ensuit que le terme rv est une fonction de Ψ seulement, que l'on peut écrire sous la forme :

$$(rv)^2 = f(\Psi) \tag{5.20}$$

L'auteur arrive, après quelques calculs, à l'équation :

$$(5.21) \qquad \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r}\frac{\partial\Psi}{\partial r} = r^2\frac{dH}{d\Psi} - \frac{1}{2}\frac{df}{d\Psi}$$

dans laquelle H est le terme de Bernoulli :

$$H = \frac{(u^2 + v^2 + w^2)}{2} + \frac{p^*}{\rho}$$

qui n'est fonction que de Ψ .

L'expression (5.21) a été à l'origine obtenue par LONG en 1953, et peut être comparée à la relation (5.8), dans laquelle Ψ' est remplacée par Ψ :

$$(5.8) \qquad \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} + \frac{gz}{\rho_0}\frac{d\rho}{d\Psi} = \frac{dH}{d\Psi}$$

Ces deux équations présentent une certaine analogie, par le fait qu'elles font intervenir un laplacien de Ψ ,et deux fonctions de Ψ prenant en compte les conditions en amont.

b) Ecoulement tournant autour d'une sphère

LAI a étudié quatre types différents d'écoulement autour d'une sphère située sur l'axe d'un tube cylindrique :

1) Irrotationnel

2 et 3) Tournant avec vitesses axiale et angulaire constantes loin en amont sans ou avec zones stationnaires.

4) Rotationnel avec une distribution de vitesse w paraboloïdale loin en amont.

Les conditions initiales correspondant aux différents cas sont :

1) $w = W = c^{te}$ $\qquad u = v = 0$

2 et 3) $w = W = c^{te}$ $\qquad u = 0$ $\qquad v/r = \omega = c^{te}$

4) $u = v = 0$ $\qquad w = 1 - r^2$

Pour les quatre types d'écoulement :

$$\Psi = 0 \quad \text{pour} \quad r = 0 \quad \text{et} \quad r^2 + z^2 = R^2$$

$$\Psi = c^{te} \quad \text{pour} \quad r = 1$$

R étant le rayon de la sphère.

L'auteur introduit par ailleurs un nombre de ROSSBY, défini par :

$$\mathcal{R}_o = \frac{W}{2\omega}$$

le rayon du tube étant, rappelons le, égal à 1 . Sur la figure 5.5, $\mathcal{R} = 0,4$ et $\mathcal{R}_o = 2/9$.

Pour la résolution de l'équation 5.21, LAI a utilisé la méthode de FRAENKEL (1956) qui est proche de la méthode employée par YIH pour l'étude précédemment décrite, au paragraphe 5.6.1.

c) Remarque de LAI [39]

A propos de la figure 5.5, LAI a présenté la remarque suivante :

"On doit noter que les lignes de courant dans les régions tourbillonnaires tracées sur la figure 5.5 ne peuvent pas être prises au sérieux, parce que l'écoulement dans cette région n'a pas son origine à l'infini et par suite n'est pas gouverné par l'équation 5.21 (compte tenu des conditions d'amont). En fait, dans l'hypothèse où la viscosité est exactement égale à zéro, on ne peut obtenir un écoulement unique pour cette région. Il est important de mentionner que, dans le cas d'une petite viscosité qui tend à devenir nulle, BATCHELOR (1956) a montré que, pour un écoulement symétrique rotationnel, pourvu que les lignes de courant des composantes de vitesse dans le plan axial ne soient pas limitées intérieurement par une paroi solide ou une surface singulière (ce qui est vrai dans notre cas), l'écoulement dans le "noyau non visqueux" du tourbillon est gouverné par les équations $\eta/r = \alpha$ et $rv = \beta$. Les constantes α et β doivent être déterminées par la condition de permanence dans la couche limite visqueuse qui entoure le tourbillon".

5.7. CONCLUSION

Malgré les difficultés soulignées par LAI, il semble que l'analogie entre les écoulements tournants et stratifiés puisse apporter des éléments de comparaison utiles.

Dans d'autres voies, VERONIS [87] par exemple a montré que, moyennant certaines hypothèses, un écoulement laminaire tournant obéit à des équations du même genre que l'écoulement plan d'un fluide stratifié en température. Pour ne pas surcharger le texte, nous ne reproduisons pas le raisonnement de VERONIS. Toutefois, l'auteur en arrive à une conclusion qui parait intéressante pour notre étude : "La vorticité initiale du fluide tournant s'oppose à tout changement dans le système, comme le gradient thermique initial dans un écoulement stratifié".

Cette remarque pourrait s'appliquer à un jet laminaire vertical émis dans un milieu indéfini linéairement stratifié, tel que l'a étudié LIST [44]. La figure 5.6, extraite de son article, montre que le jet,sous l'influence du champ

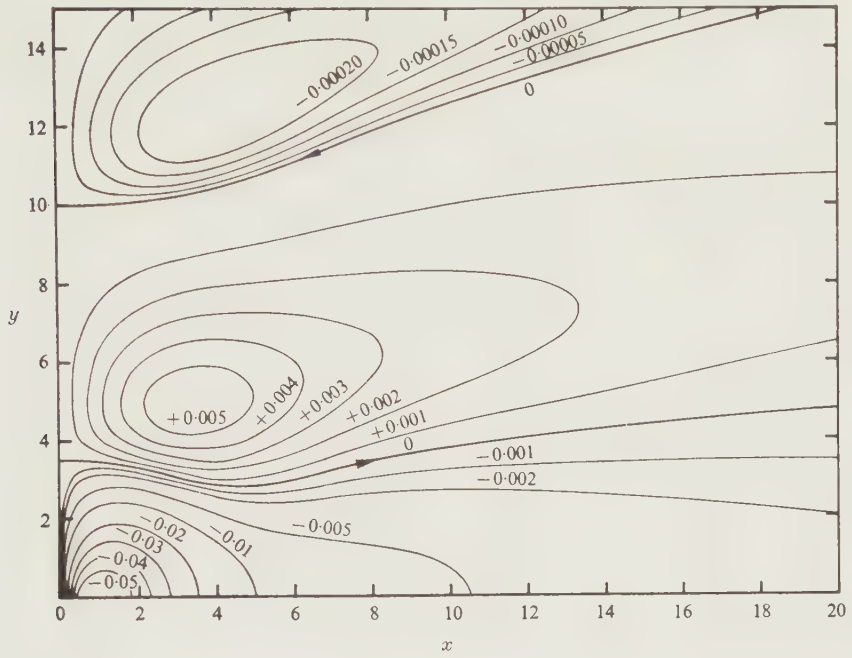


FIG. 5.6 - JET VERTICAL LAMINAIRE EMIS (EN O)
DANS UN FLUIDE STRATIFIE EN DENSITE
d'après LIST [44]

thermique, est arrêté à une certaine distance du point d'injection. Il en résulte un retour du jet sur lui-même et la formation de systèmes tourbillonnaires au dessus du point d'arrêt du jet.

D'une manière tout à fait qualitative, on retrouve une tendance du même genre sur les deux vues de la planche 5.6, où l'on retrouve le jet replié sur lui-même, une région formant une sorte de tampon, et les larges tourbillons en aval dans le conduit. Dans le cas actuel, il est bien entendu nécessaire de prendre en compte également l'effet de confinement.

CHAPITRE 6

RESULTATS DES MESURES DE VITESSES ET DE PRESSIONS

6.1 INTRODUCTION

La prospection du champ des vitesses et des pressions a été poursuivie en deux temps :

1° Dès le début de l'étude, nous avons effectué une campagne de mesures très étendue, pour diverses conditions de débits, à l'aide de la sonde à cinq trous décrite au chapitre 2. Au cours de ces essais préliminaires, nous avons mis en évidence, en certaines régions du conduit, des fluctuations importantes de pression dynamique. C'est à la suite de ces constatations que nous avons entrepris la visualisation des trajectoires instantanées, que nous venons de décrire aux chapitres 3, 4 et 5.

2° Après les essais de visualisation, nous avons entrepris une nouvelle campagne de mesures, pour trois conditions de débit primaire et pour un débit secondaire de 5 l/s. Ces expériences avaient pour but une étude plus systématique de la zone intéressée directement par le jet, afin que nous puissions compléter par des résultats quantitatifs un certain nombre d'informations apportées par la visualisation. Cette série de mesures constitue les essais principaux.

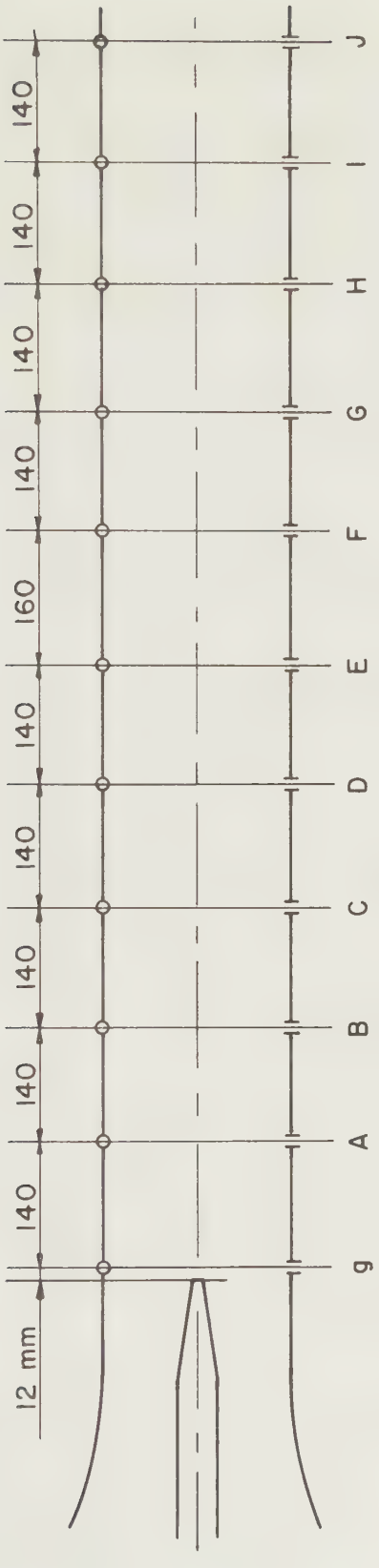


Fig. 6.1 - SECTIONS DE MESURE (ESSAIS PRÉLIMINAIRES)

6.2. ESSAIS PRELIMINAIRES

6.2.1. CONDITIONS EXPERIMENTALES

Les conditions d'expériences des essais préliminaires sont schématisés sur la figure 6.1. La section de sortie de l'injecteur était placée à 12 mm en amont de la prise de pression statique g mentionnée sur la figure 2.11, relative aux essais principaux. De ce fait, l'injecteur était placé à 140 mm en amont de la position qu'il occupera dans la suite lors des essais de visualisation et des essais principaux.

La prospection du champ des vitesses et des pressions statiques a été effectuée dans les sections A, B, C,... I, J, pour les conditions de débits suivantes :

$Qs = 5\ \ell/s$, $Qj = 0 - 1 - 2\ \ell/s$, $qt = 0$
$Qs = 4\ \ell/s$, $Qj = 0 - 1 - 2\ \ell/s$, $qt = 0$

Des mesures ont été ensuite faites pour les mêmes conditions de débit ambiant et pour un jet tournant ($qt = Qj$).

Nous n'entrerons pas dans le détail de ces résultats qui ont été repris ultérieurement de manière plus systématique. Nous nous contenterons de présenter deux remarques, utiles pour la suite de l'exposé, sur l'influence d'une part du débit ambiant, d'autre part de la position de l'injecteur.

6.2.2. INFLUENCE DU DEBIT AMBIANT

Nous avons procédé à deux séries de mesures, l'une pour un débit ambiant de 5 1/s, l'autre pour 4 1/s. Il semble intéressant de comparer entre eux les profils de vitesses correspondant à ces deux débits secondaires, en l'absence de débit primaire ; par ailleurs les combes peuvent être rapprochées de celles obtenues par Mc NEIL [48] aux mêmes sections, et relatives à un débit secondaire de 4, 53 1/s.

Les figures 6.2, 6.3, 6.4 et 6.5 donnent des exemples de profils des composantes axiales u et tangentielle w en fonction de l'ordonnée. Pour faciliter la comparaison, les composantes u et w sont rapportées à la vitesse moyenne U dans le conduit et les ordonnées r au rayon R du conduit, égal à 108 mm. La vitesse moyenne U est indiquée ci-dessus pour les différents débits,

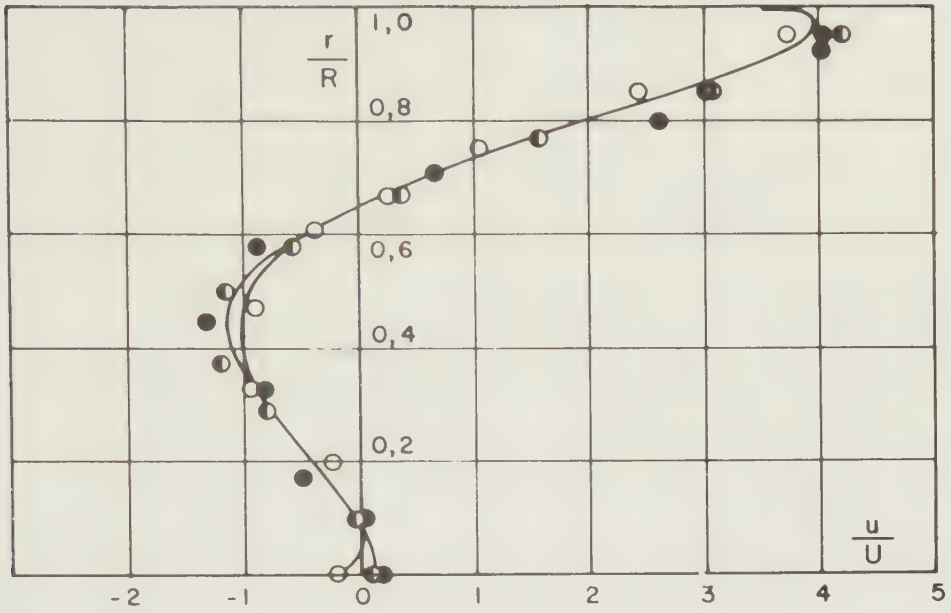


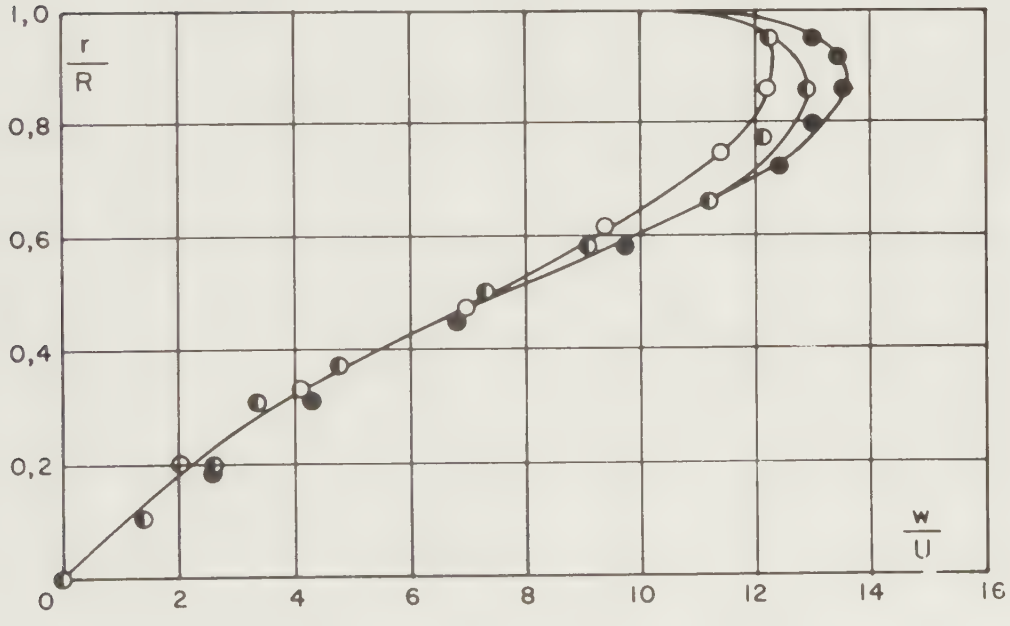
Fig. 6.2

○ Mc. Neil (Q = 4,53 l/s)

◐ Etude actuelle (Q = 4 l/s)

● Etude actuelle (Q = 5 l/s)

Fig. 6.3



ÉCOULEMENT SANS JET - VITESSES RÉDUITES (x = 292 mm)

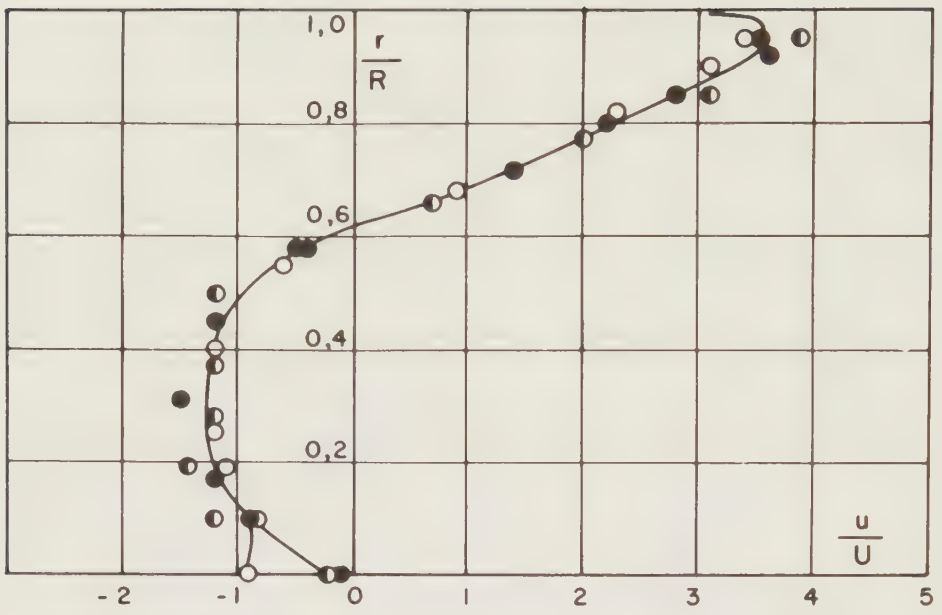


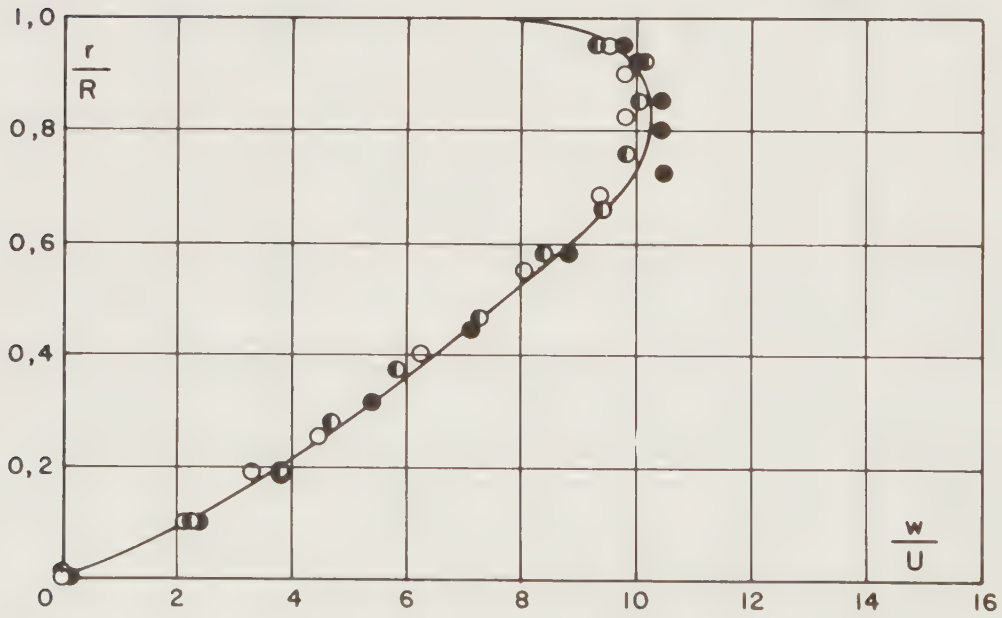
Fig. 6.4

○ Mc. Neil (Q = 4,53 l/s)

◐ Etude actuelle (Q = 4 l/s)

● Etude actuelle (Q = 5 l/s)

Fig. 6.5



ÉCOULEMENT SANS JET - VITESSES RÉDUITES (x = 712 mm)

la section du tube étant de 3,66 dcm2 :

Qs (l/s)	U (m/s)
5	0,136
4,53	0,124
4	0,109

les courbes des figures 6.2 et 6.3 correspondent à la section B de la figure 6.1, soit à une distance x = 292 mm de la section de sortie de l'injecteur. Les figures 6.4 et 6.5 sont relatives à la section E (x = 712 mm).

On retrouve aux deux abscisses des profils du même genre, caractérisés par un certain nombre de points :

- Vitesses longitudinales u : valeurs négatives pour $r/R < 0,63$ environ et positives au-delà ; vitesses sensiblement nulles sur l'axe d'où des courants de retour dans une région moyenne du tube et une circulation principale au voisinage de la paroi.

- Vitesses tangentielles w : répartition relativement proche d'une loi linéaire, de l'axe à $r/R = 0,6$ environ, puis passage par un maximum pour une ordonnée relative comprise entre 0,80 et 0,85, selon les cas.

Ces résultats confirment la remarque présentée au chapitre 1, selon laquelle l'intensité de rotation est pratiquement indépendante du débit, en vertu du principe même de construction du système générateur de rotation.

L'examen des figures 6.2 à 6.5 permet de plus de constater que, au-delà de x = 292 mm,la présence de l'injecteur n'influe pas sur les profils de vitesse. En effet, lors de ses essais, Mc NEIL n'avait pas d'obstacle à l'intérieur du conduit alors que nous avons dû placer un tube de diamètre extérieur 50 mm dans le convergent précédant le conduit. Ce tube entraîne une diminution de la section de passage supérieure à 5 %, ce qui pourrait expliquer la légère différence constatée sur les courbes de vitesse tangentielle à la distance x = 292 mm (fig. 6.3).

6.2.3 INFLUENCE DE LA POSITION DE L'INJECTEUR

Grâce aux deux séries d'essais accomplies avec une position différente de l'injecteur dans le conduit, il nous a été possible d'étudier

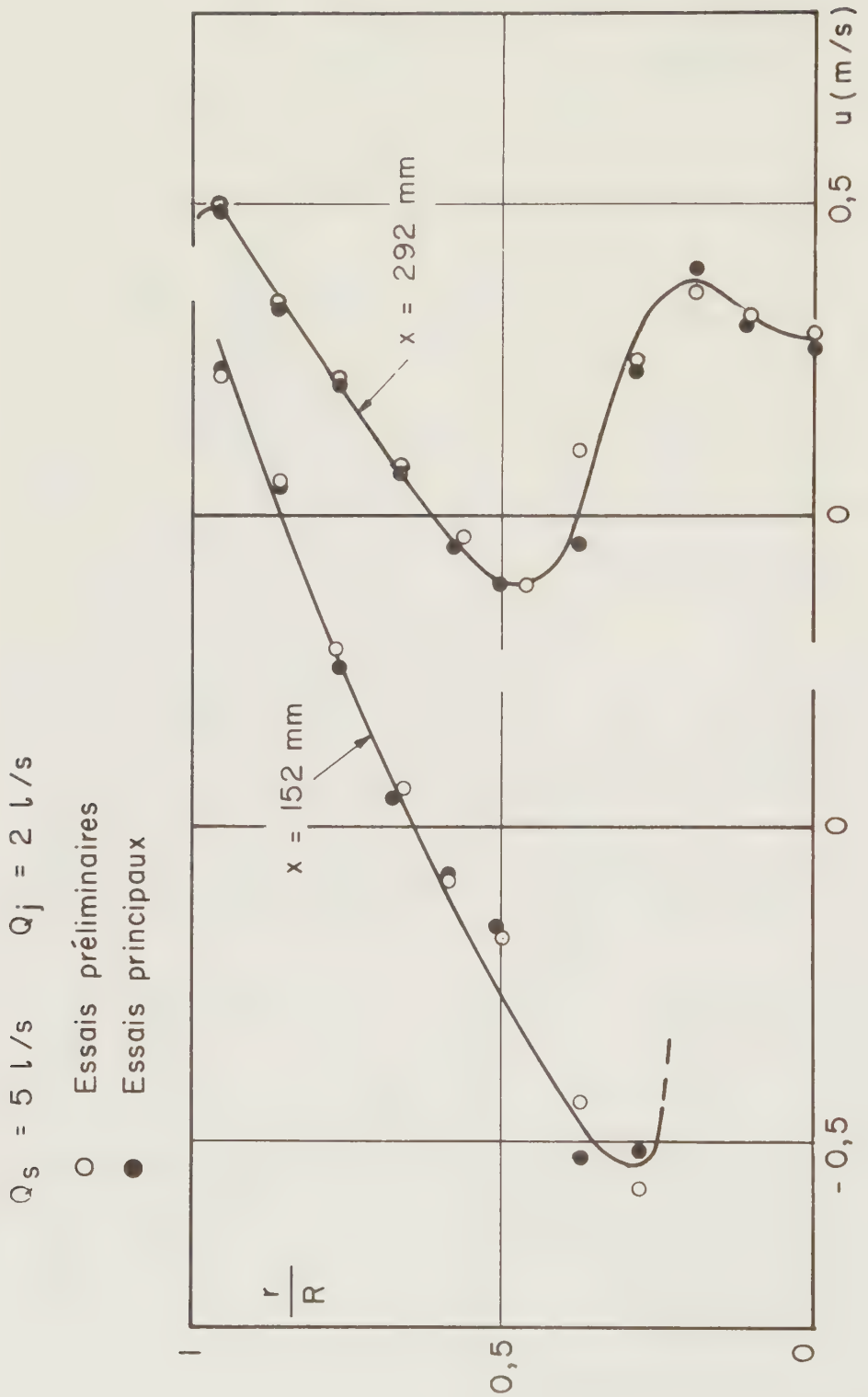


Fig. 6.6 - VITESSES LONGITUDINALES

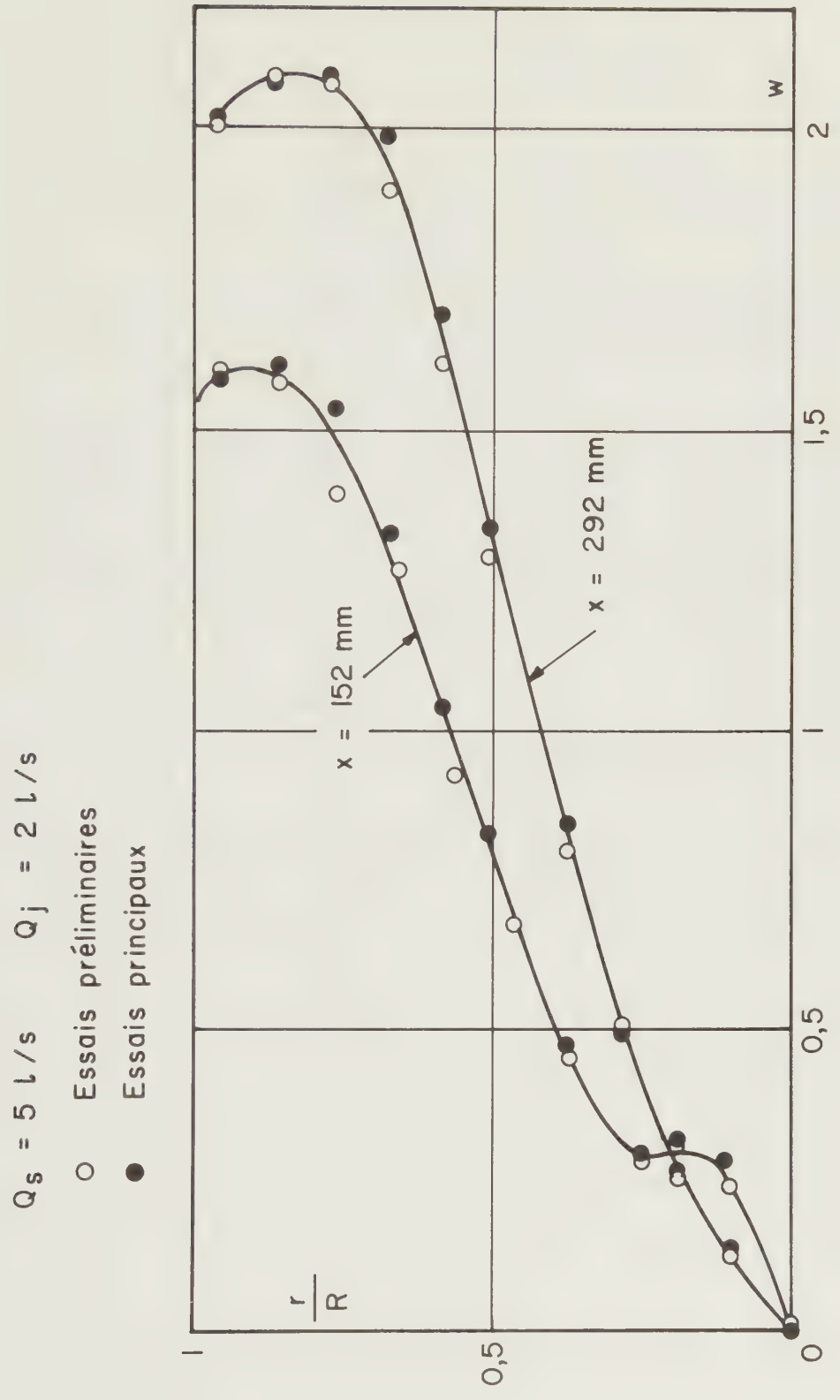


Fig. 6.7 - VITESSES TANGENTIELLES

l'influence éventuelle de ce décalage sur les profils de vitesse.

Les courbes présentées sur les figures 6.6 et 6.7 sont relatives, à une même distance de l'injecteur, à des débits ambiants de 5 l/s.

Rappelons que l'injecteur était placé, au cours des essais préliminaires, à 140 mm en amont de sa position lors des essais principaux.

On constate que les courbes sont pratiquement confondues, à la distance x = 292 mm, pour les vitesses axiales et pour les vitesses tangentielles.

Grâce à cette circonstance favorable, il nous a été possible de comparer utilement les essais préliminaires aux essais principaux. Par ailleurs, nous avons complété les résultats obtenus notamment pour les vitesses sur l'axe en reculant simplement l'injecteur de 20 mm ; ce qui nous a évité de démonter l'installation pour aménager de nouvelles sections de mesure.

6.3 ESSAIS PRINCIPAUX

6.3.1. CONDITIONS EXPERIMENTALES

L'emplacement des sections de mesure des vitesses et des pressions; indiqué sur la figure 2.11, est rappelé sur la figure 6.8. Les sections sont numérotées de 1 à 13 et correspondent aux abscisses x, x/D et x/2a indiquées sur le tableau ci-dessous (D = 2 R = 216 mm, 2a = 12 mm) : tableau 6.1. page 166.

6.3.2. RESULTATS D'ESSAIS

Les figures 6.9 à 6.25 montrent des exemples de distribution de vitesses longitudinales, de vitesses tangentielles, et de pressions statiques, obtenues en différentes sections du conduit, ainsi que l'évolution des pressions statiques à la paroi le long du tube.

Les figures sont classées selon l'ordre indiqué sur le tableau 6.2, et concernent un même débit ambiant de 5 l/s et trois débits Q_j du jet, 0 - 1 et 2 l/s : tableau 6.2 page 166.

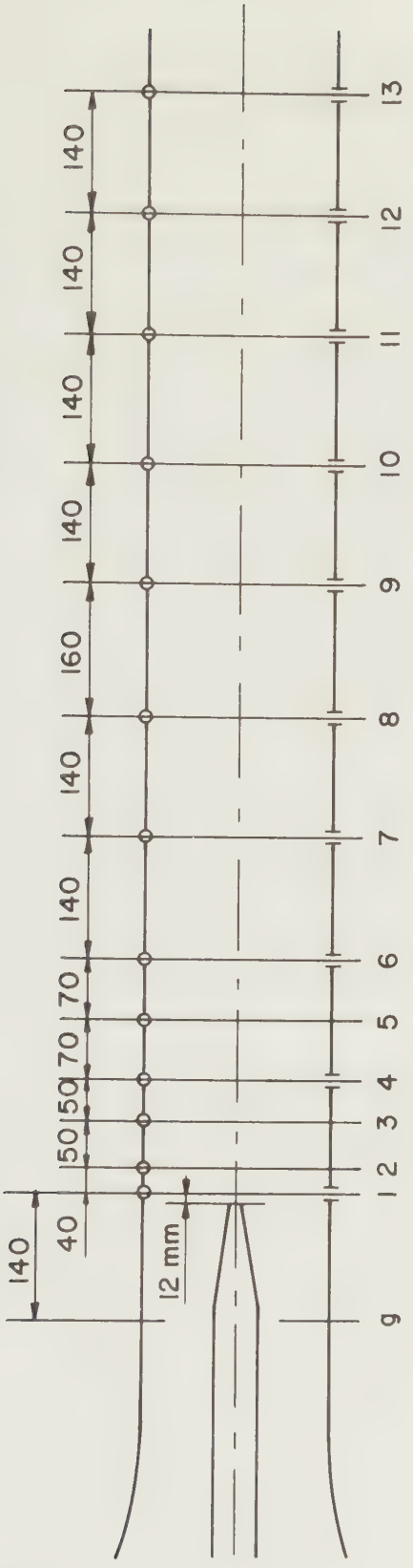


Fig. 6.8 - SECTIONS DE MESURE (ESSAIS PRINCIPAUX)

TABLEAU 6.1

Section n°	x (mm)	x/D	x/2a
1	12	0,056	1,00
2	52	0,240	4,33
3	102	0,471	8,51
4	152	0,705	12,7
5	222	1,03	18,5
6	292	1,35	24,3
7	432	2,00	36,0
8	572	2,65	47,5
9	732	3,38	61,0
10	872	4,03	72,7
11	1 012	4,68	84,3
12	1 152	5,33	96,0
13	1 292	5,98	132,7

TABLEAU 6.2

Q_j (l/s) =	0	1	2
u (r)	Fig. 6.9	14 - 15	20 - 21
w (r)	10 - 11	16 - 17	22 - 23
p^* (r)	12	18	24
p^* paroi	13	19	25

La pression statique p* est définie par rapport à la pression atmosphérique, les cotes étant comptées à partir d'un plan horizontal de référence passant par l'axe du conduit.

Afin d'apporter plus de clarté dans la présentation des courbes expérimentales, nous avons parfois décalé les axes de coordonnées. Pour les vitesses longitudinales (fig. 6.14, 15, 20 et 21), la vitesse nulle en chaque section est indiquée par l'axe des ordonnées portant le numéro de la section correspondante ; l'échelle des vitesses est indiquée sur chaque figure. Pour les pressions statiques étoilées (fig. 6.12, 18 et 24) l'axe des ordonnées portant le numéro de la section correspond à la hauteur d'eau la plus faible indiquée sur l'échelle, soit 4,50 m pour $Q_j = 0$, 6,50 m pour $Q_j = 1$ l/s et 8,50 m pour $Q_j = 2$ l/s.

L'examen des courbes suggère un certain nombre de remarques que nous allons passer en revue rapidement.

a) $Q_s = 5$ l/s - $Q_j = 0$

- Les vitesses longitudinales (fig. 6.9) évoluent peu dans les six premières sections ; elles comportent un point de vitesse nulle pour une ordonnée relative de 0,7 environ, une vitesse minimale à $r/R = 0,5$ et une vitesse maximale à $r/R = 0,95$. A partir de la section 7, le point de vitesse minimale se rapproche de l'axe du conduit.

- Les vitesses tangentielles (fig. 6.11) comportent un maximum, au voisinage de la paroi ; la valeur de ce maximum décroît régulièrement au fur et à mesure que l'abscisse x augmente.

- Les profils de pression étoilée (fig. 6.12) évoluent peu en fonction de x : la pression est maximale à la paroi et minimale sur l'axe. La pression statique à la paroi décroît régulièrement pour des abscisses croissantes le long du conduit (fig. 6.13).

b) $Q_s = 5$ l/s - $Q_j = 1$ l/s

La présence du jet apporte des modifications sensibles dans la répartition des vitesses et des pressions :

- Dans les courbes de vitesses longitudinales (fig. 6.14), les vitesses négatives sont accrues en valeur absolue jusqu'à la section 5, et il apparaît un deuxième point de vitesse nulle au voisinage du jet.

- Les profils de vitesse tangentielle (fig. 6.16), aux sections 1 et 2, sont déformés par la présence du jet, pour des ordonnées relatives inférieures à 0,5 : au fur et à mesure que r/R décroît, ces deux courbes passent par un minimum, puis la vitesse tangentielle augmente pour atteindre une valeur maximale aux environs de $r/R = 0,1$. Nous n'avons pas pu poursuivre des mesures pour des valeurs plus petites de l'ordonnée relative, mais la vitesse tangentielle doit tendre vers zéro sur l'axe du conduit.

- Aux mêmes sections 1 et 2, les profils de pression statique (fig. 6.18) présentent un maximum pour $r/R = 0,1$. Dans le cas où $r/R < 0,10$, les résultats expérimentaux font apparaître des valeurs plus élevées de la pression statique ; toutefois, nous n'avons pas porté ces points sur les graphiques car nous pensons que les prises de pression ont été soumises à des effets dynamiques dûs au jet.

- La courbe de pression statique en fonction de l'abscisse (fig. 6.19) présente une légère protubérance entre les sections 4 et 7, qui n'existe pas en l'absence du jet (fig. 6.13).

c) $Q_s = 5$ l/s - $Q_j = 2$ l/s

- L'augmentation du débit du jet rend plus évidentes encore les différences qui viennent d'être mentionnées.

L'effet le plus marqué est obtenu sur les profils de vitesse tangentielle dans les sections 1,2 et 3 (fig. 6.22), pour $r/R < 0,5$. On constate en effet un accroissement très important de la vitesse tangentielle près du jet, le maximum pouvant être supérieur à celui que l'on observe près de la paroi. Dans la section 2 par exemple, pour $r/R = 0,15$, la vitesse tangentielle maximale dépasse 2,60 m/s, alors que la vitesse axiale en ce point est de 0,80 m/s. Les résultats des mesures présentent de plus l'intérêt de confirmer les remarques effectuées au cours de la visualisation (cf. chapitre 3) : en effet on voyait apparaître autour du jet des trajectoires animées d'une rotation élevée, qui se manifestait également dans le courant de retour.

- D'autres aspects intéressants peuvent être notés dans les courbes de pression statique. D'une part, l'accroissement de vitesse tangentielle près du jet s'accompagne d'une diminution de pression statique dans la région considérée, dans les sections 1, 2 et 3, conformément à la deuxième équation du mouvement (fig. 6.24). La figure 6.25 montre d'autre part que, le long de la paroi du conduit, entre les sections 4 et 7, la protubérance déjà notée pour Q_j = 1 l/s est encore plus accentuée pour Q_j = 2 l/s. Il apparaît même un gradient $\frac{\partial p^*}{\partial x}$ positif de pression étoilée, sur lequel nous reviendrons dans la suite.

6.3.3 EVOLUTION DES CARACTERISTIQUES DE L'ECOULEMENT LE LONG DU CONDUIT

A l'aide de l'ensemble des données expérimentales ainsi obtenues, il est possible de tracer des courbes donnant l'évolution, le long du conduit, de quelques caractéristiques de l'écoulement.

On peut tout d'abord définir les régions correspondant à une direction positive ou négative des vitesses axiales, en considérant leur frontière, pour laquelle u = 0. Lorsque le jet existe, on observe dans les premières sections deux points de vitesse longitudinale nulle, un point "supérieur" et un point "inférieur", ou en d'autres termes plus proche de l'axe. La figure 6.26 donne le lieu de ces points le long du modèle, et montre l'influence du débit du jet sur leur position. La distinction entre points supérieurs et inférieurs n'est possible que jusqu'à la section 6, soit à une abscisse d'environ 25 diamètres d'injecteur. On note par ailleurs que l'influence du jet sur l'emplacement de la limite (u = 0) est sensible jusqu'à la section 12, soit à six diamètres de conduit.

Les courbes de vitesse longitudinale présentent un minimum en une certaine ordonnée relative, et le lieu de ces ordonnées est indiqué sur la figure 6.27. En l'absence de jet, le point de vitesse u minimale se rapproche de l'axe lorsque la distance à l'injecteur augmente. La présence du jet apporte une modification systématique de la position du point de vitesse minimale, dans les six premières sections, selon la courbe en tirets portée sur la figure 6.27. Plus loin, la variation est moins régulière : on constate néanmoins que les points expérimentaux se situent en général au dessous de la courbe relative à un débit nul du jet.

Nous allons étudier maintenant d'autres caractéristiques de l'écoulement.

a) Pressions statiques minimales et vitesses axiales

La figure 6.28 montre la variation des pressions statiques minimales le long du conduit pour les trois essais considérés. Ces minima se situent en général sur l'axe, sauf dans les premières sections, lorsque le jet débite : d'où les deux catégories de points portés sur la figure 6.28. On note sur cette figure la remontée de pression minimale dans les six premières sections, d'autant plus importante que le débit du jet est plus élevé. Dans les trois premières sections, cette remontée peut être attribuée en grande partie à l'accroissement de vitesse tangentielle au voisinage du jet.

L'évolution de la vitesse longitudinale sur l'axe du conduit, le long du modèle, est illustrée par les deux courbes de la figure 6.29. Afin de compléter les données expérimentales obtenues en chaque section, nous avons reculé l'injecteur de 20 mm, en nous basant sur le fait, signalé précédemment (paragraphe 6.2.3), que la position de l'injecteur a peu d'influence sur la distribution des vitesses. Les courbes présentent l'allure habituelle que l'on trouve dans les études de jets, palier correspondant au cône potentiel, raccordement dans la région de transition, courbe d'allure hyperbolique à partir d'une certaine distance de la buse. Sur la figure 6.30 , nous avons exprimé les résultats expérimentaux en coordonnées adimensionnelles, en rapportant l'abscisse x au diamètre 2a de la buse et en considérant l'inverse de la vitesse sur l'axe u_o, multiplié par la vitesse initiale U_j du jet. Les deux courbes sont comparées à la droite du jet libre :

$$\frac{U_j}{u_o} = 0{,}161 \frac{x}{2a}$$

Les courbes sont proches de la droite du jet libre pour des abscisses relatives inférieures à 8, puis s'en écartent de manière très importante, d'autant plus que le débit du jet est plus élevé. On voit ainsi que la rotation favorise une dissipation du jet dans une région beaucoup moins étendue que dans le cas du jet libre.

b) Vitesses longitudinales minimales et maximales

Sur la figure 6.31, on note l'évolution,le long du modèle, du minimum de vitesse longitudinale. Avant la section 6, l'influence du jet se traduit par une augmentation de la valeur absolue de la vitesse minimale, en d'autres termes par des courants de retour plus accentués dans le plan méridien. Au delà de la section 6, on observe au contraire une diminuation de ces courants; à la section 12, les vitesses longitudinales minimales sont relativement peu modifiées par la présence du jet, pour $Q_j = 1\ \ell/s$.

Le maximum de vitesse longitudinale situé près de la paroi, diminue régulièrement, si le débit du jet est nul. Jusquà la section 5, l'influence du jet s'exerce par une augmentation de cette vitesse maximale. Au delà de la section 5 au contraire, le maximum de vitesse diminue si le débit du jet augmente. Cet effet s'atténue progressivement et n'est plus sensible au delà de la section 10.

c) Vitesses tangentielles maximales près de la paroi

Sur la figure 6.33 , nous considérons uniquement le maximum de vitesse tangentielle observé près de la paroi. On constate que les trois courbes ont une tendance générale à décroître, lorsque l'abscisse augmente, sans doute sous l'effet de la composante tangentielle du frottement à la paroi.

d) Débit de moment cinétique

Par intégration des courbes expérimentales, il a été possible de déterminer le débit volumique, la poussée totale et le débit de moment cinétique en chacune des sections du conduit. Nous donnons à titre d'exemple sur la figure 6.34 les courbes du moment cinétique en fonction de l'abscisse. On retrouve la décroissance régulière des courbes, déjà observée par Mc NEIL [48] et qui peut s'expliquer, comme on vient de le dire, par un effet de frottement à la paroi du tube. Notons à ce propos que l'équation définissant le débit de moment cinétique (voir page 23) comporte un terme de turbulence que nous n'avons pas mesuré au cours des expériences et qui, par conséquent, n'a pas été pris en compte dans les calculs

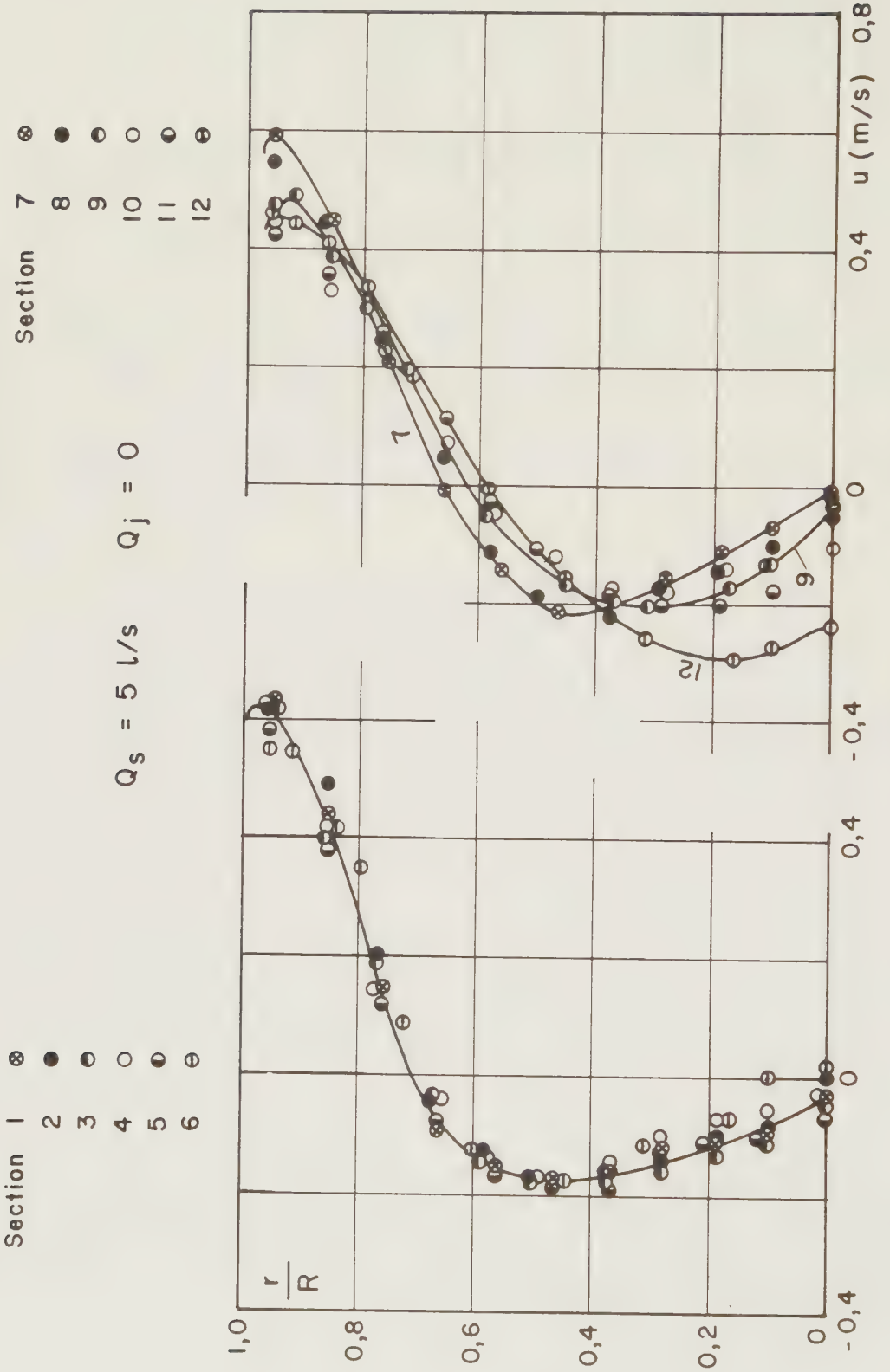
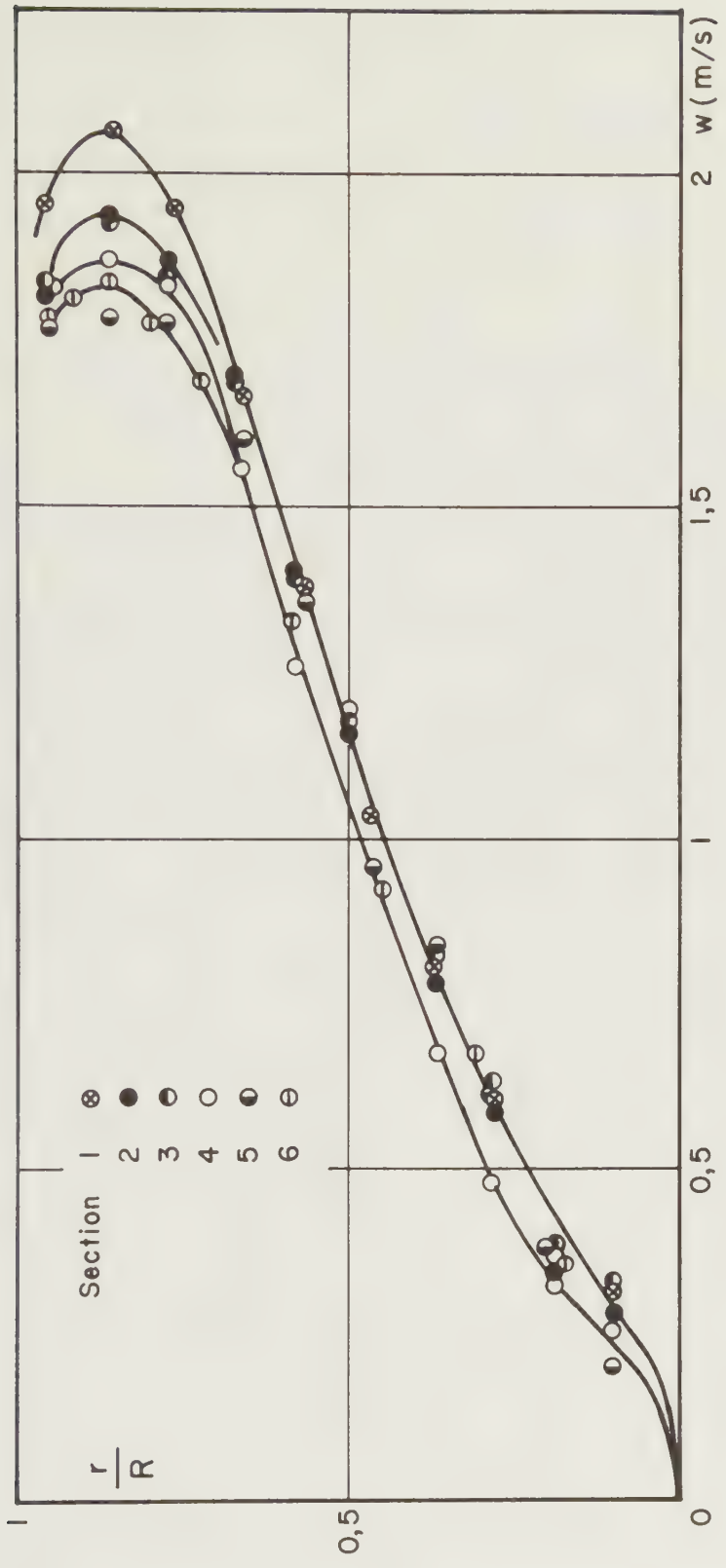
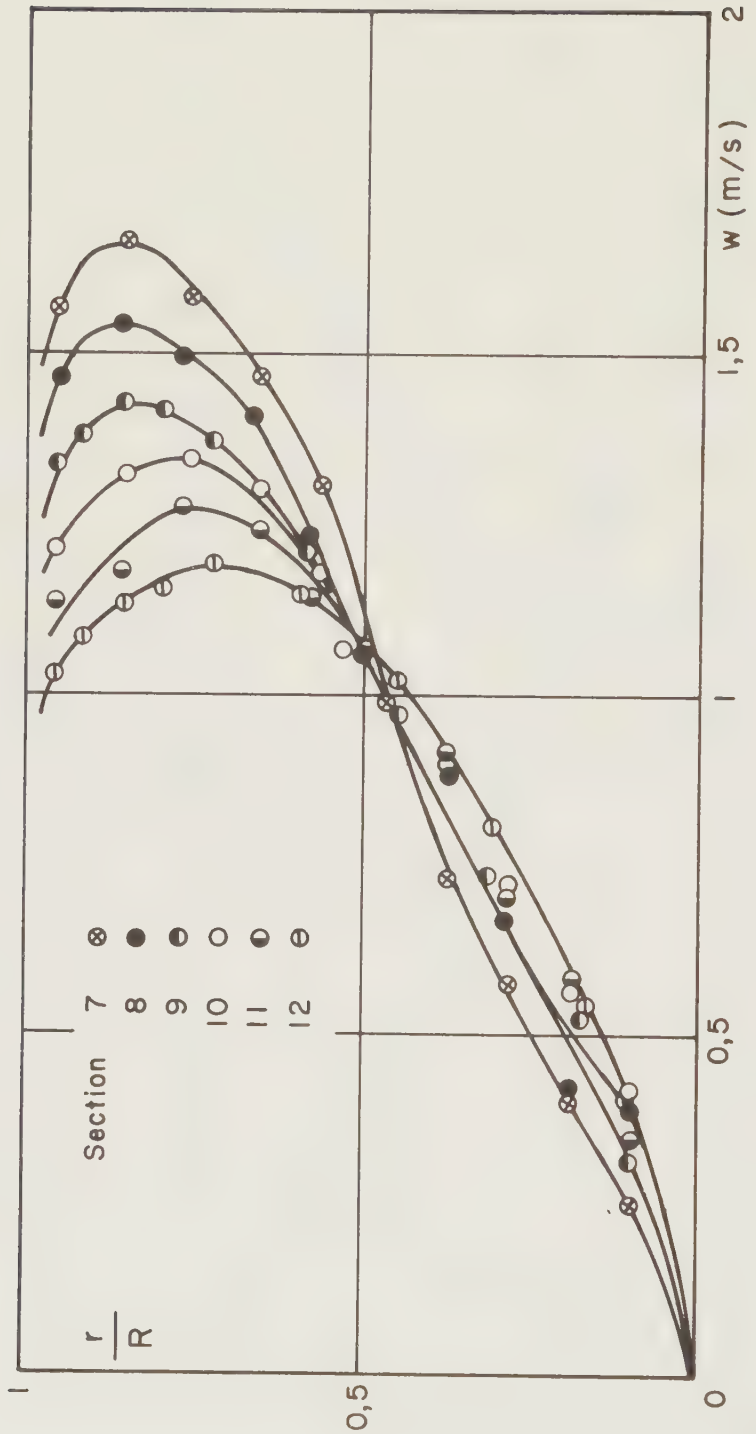


Fig. 6.9 - VITESSES LONGITUDINALES



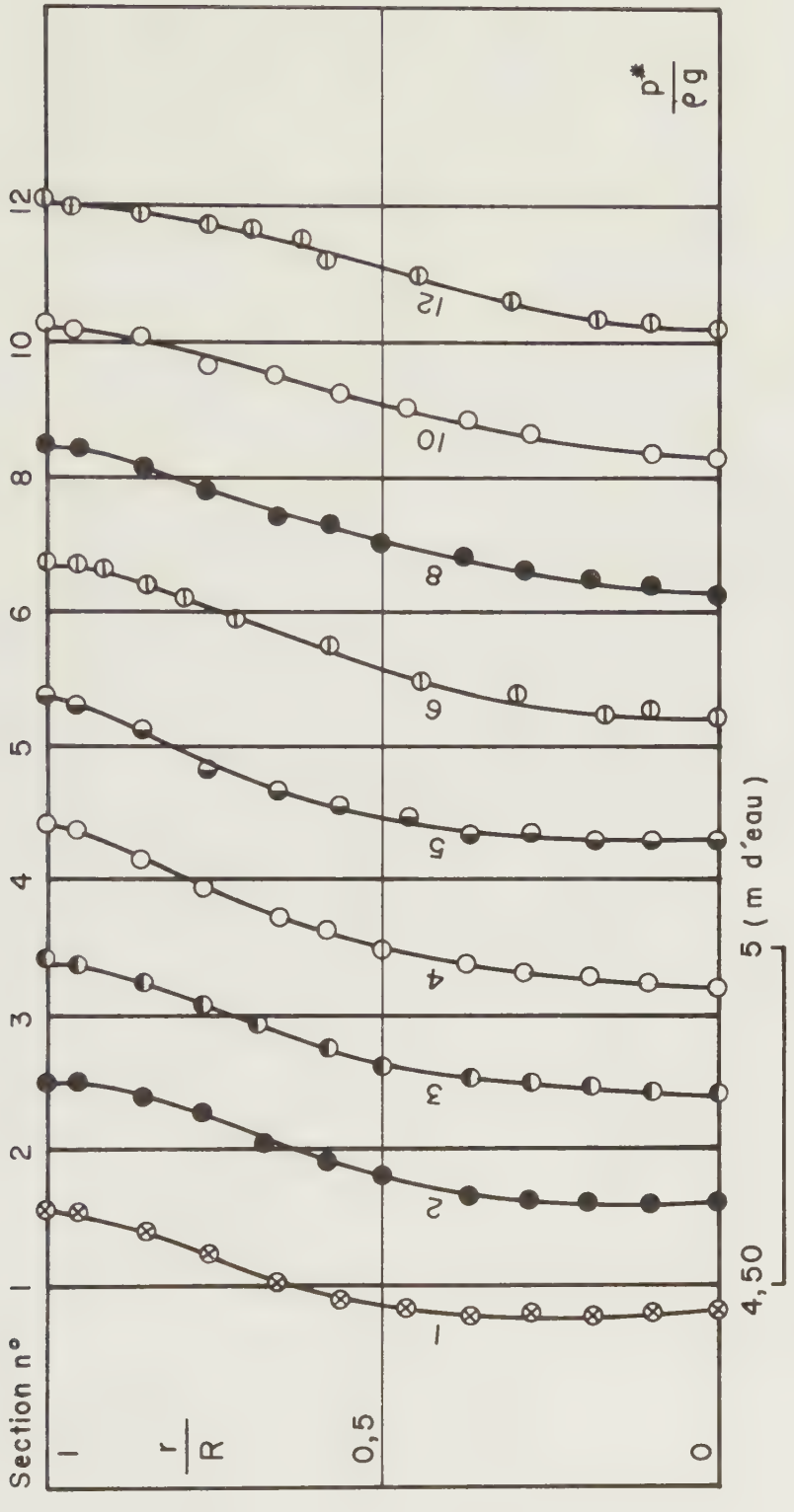
Q_s = 5 l/s Q_j = 0

Fig. 6.10 - VITESSES TANGENTIELLES



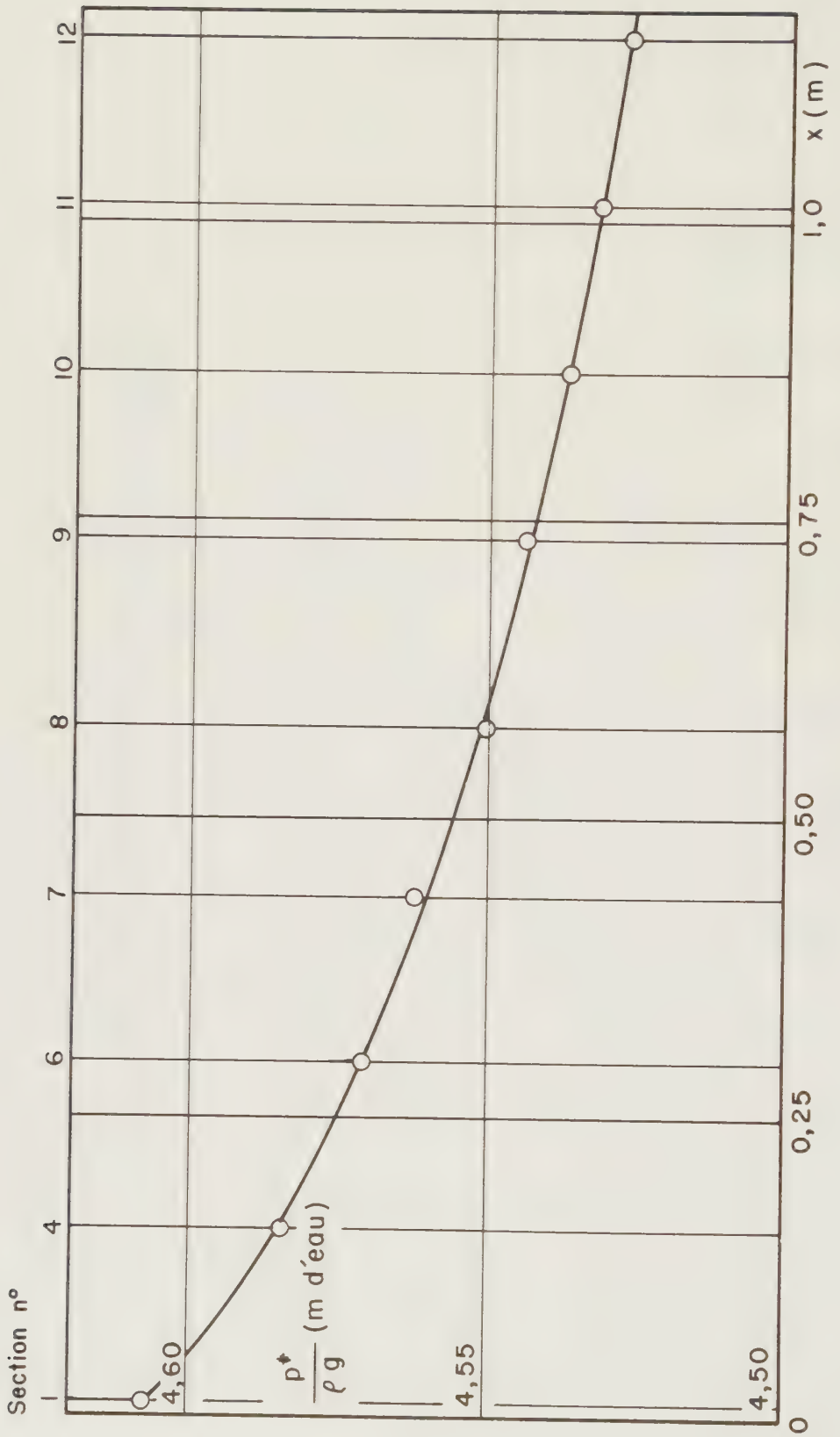
Q_s = 5 L/s Q_j = 0

Fig. 6.11 - VITESSES TANGENTIELLES



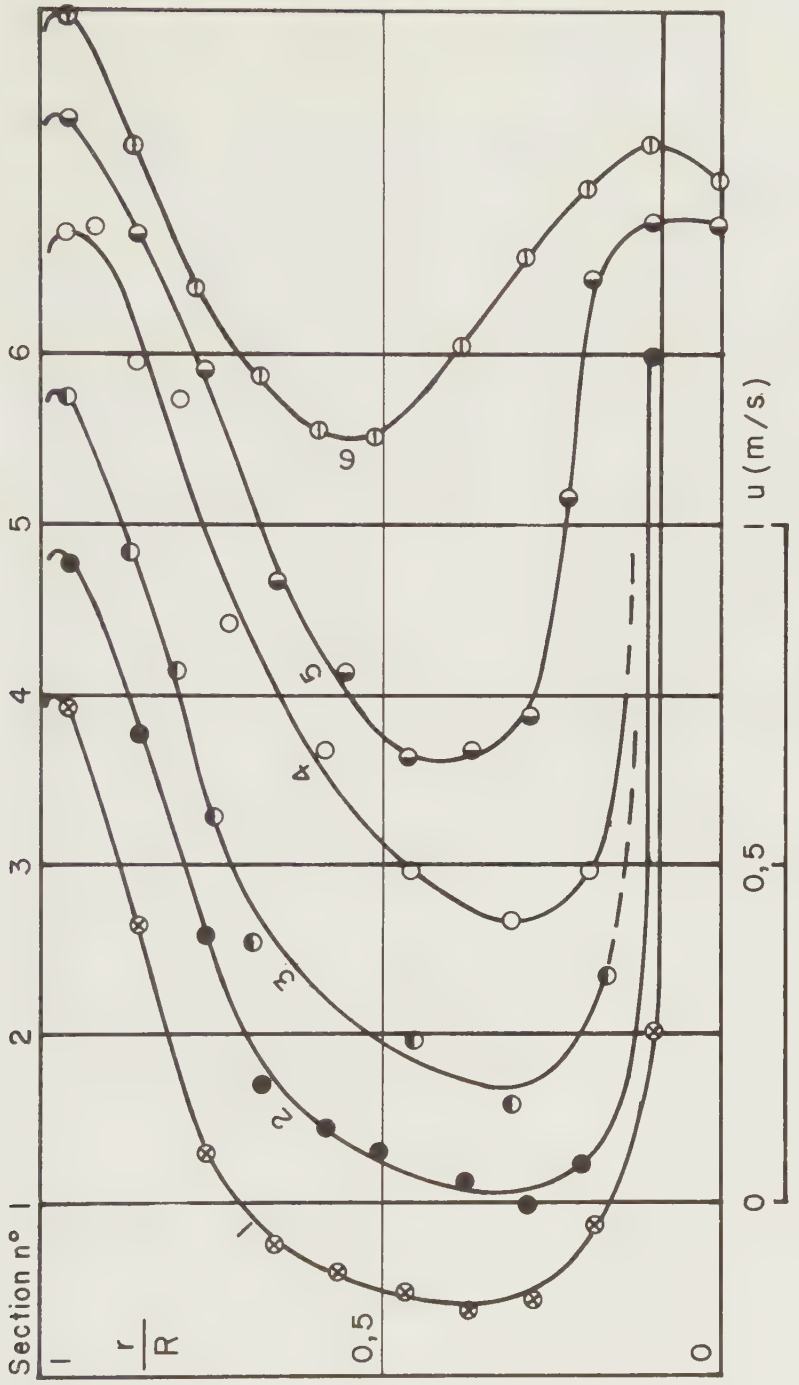
Q_s = 5 l/s Q_j = 0

Fig. 6.12 - PRESSIONS STATIQUES ÉTOILÉES



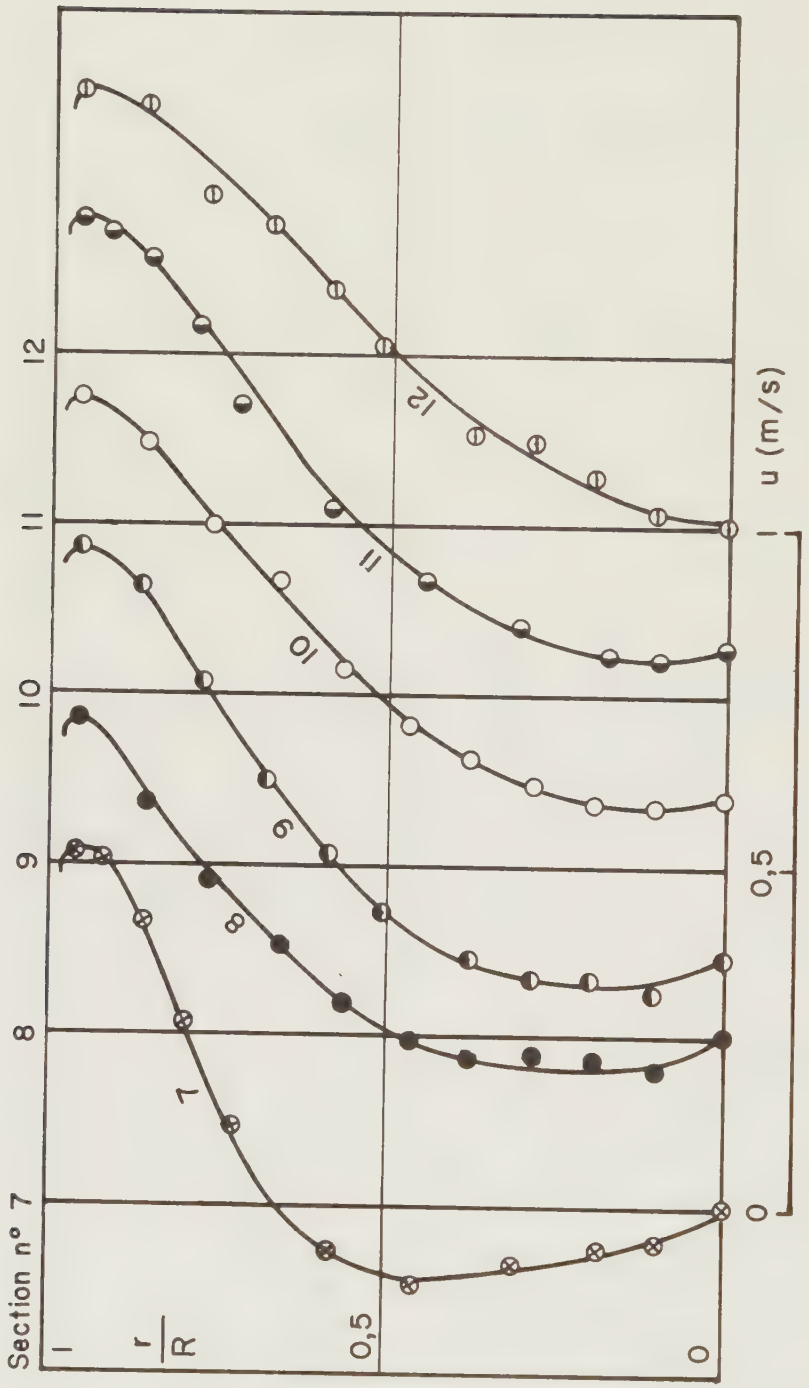
Q_s = 5 L/s Q_j = 0

Fig. 6.13 - PRESSION STATIQUE A LA PAROI



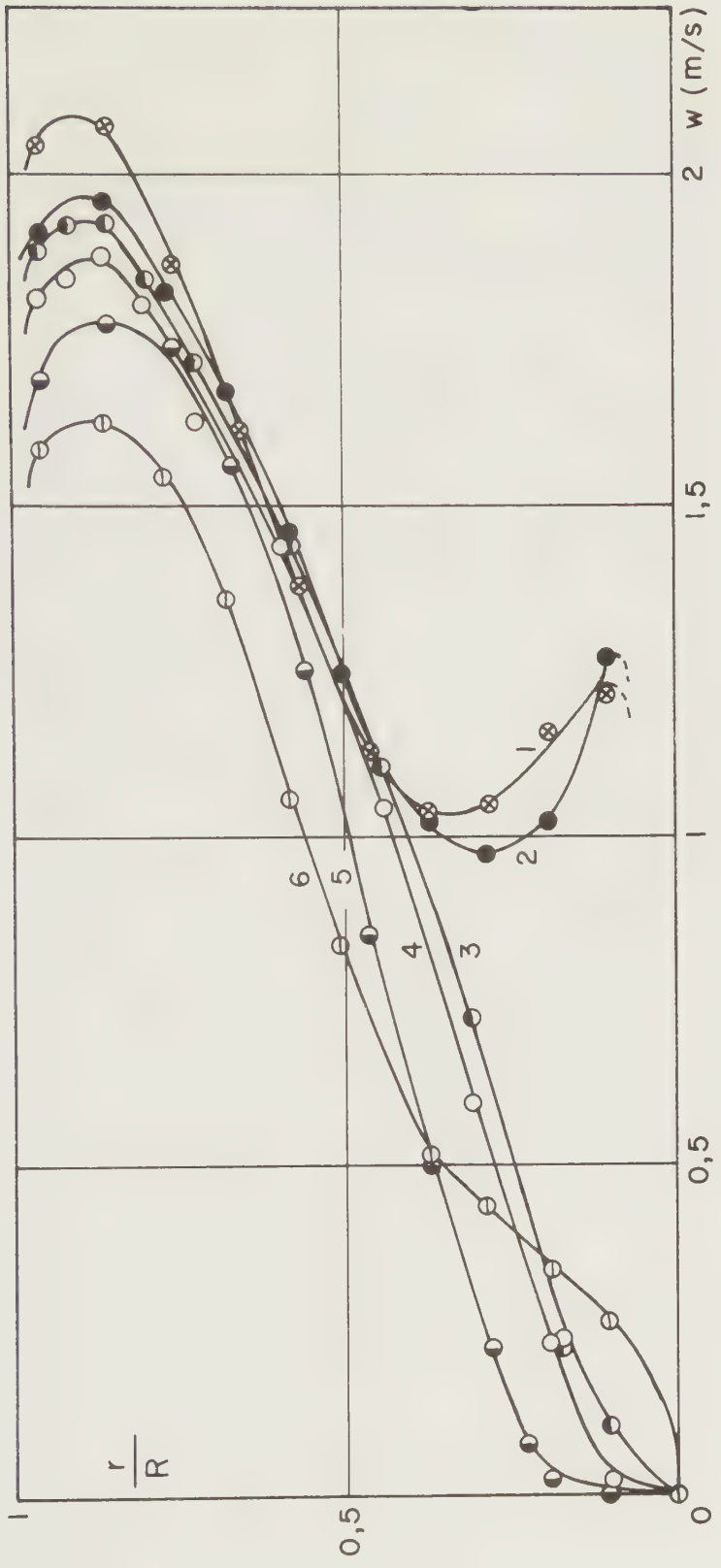
Q_s = 5 l/s Q_j = 1 l/s

Fig. 6.14 - VITESSES LONGITUDINALES



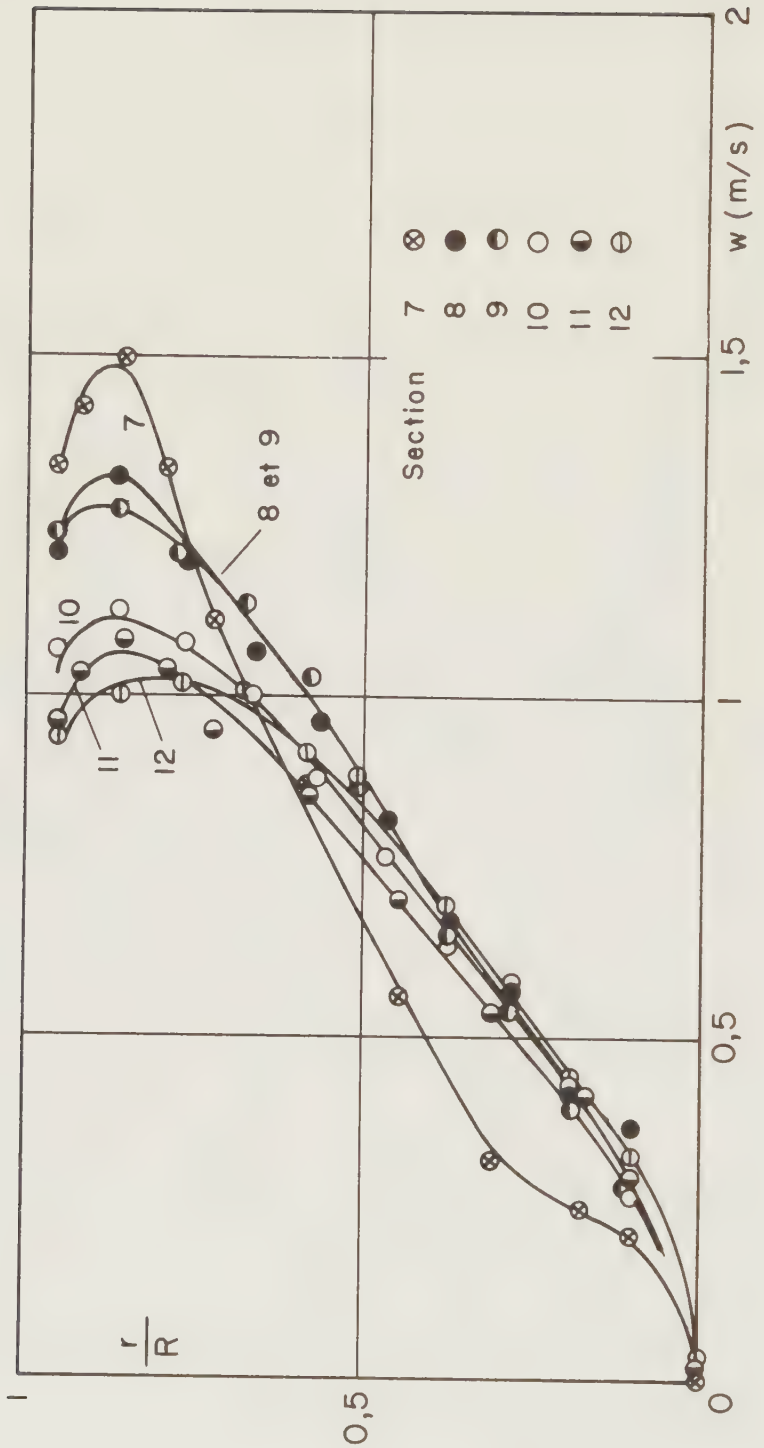
Q_s = 5 l/s Q_j = 1 l/s

Fig. 6.15 - VITESSES LONGITUDINALES



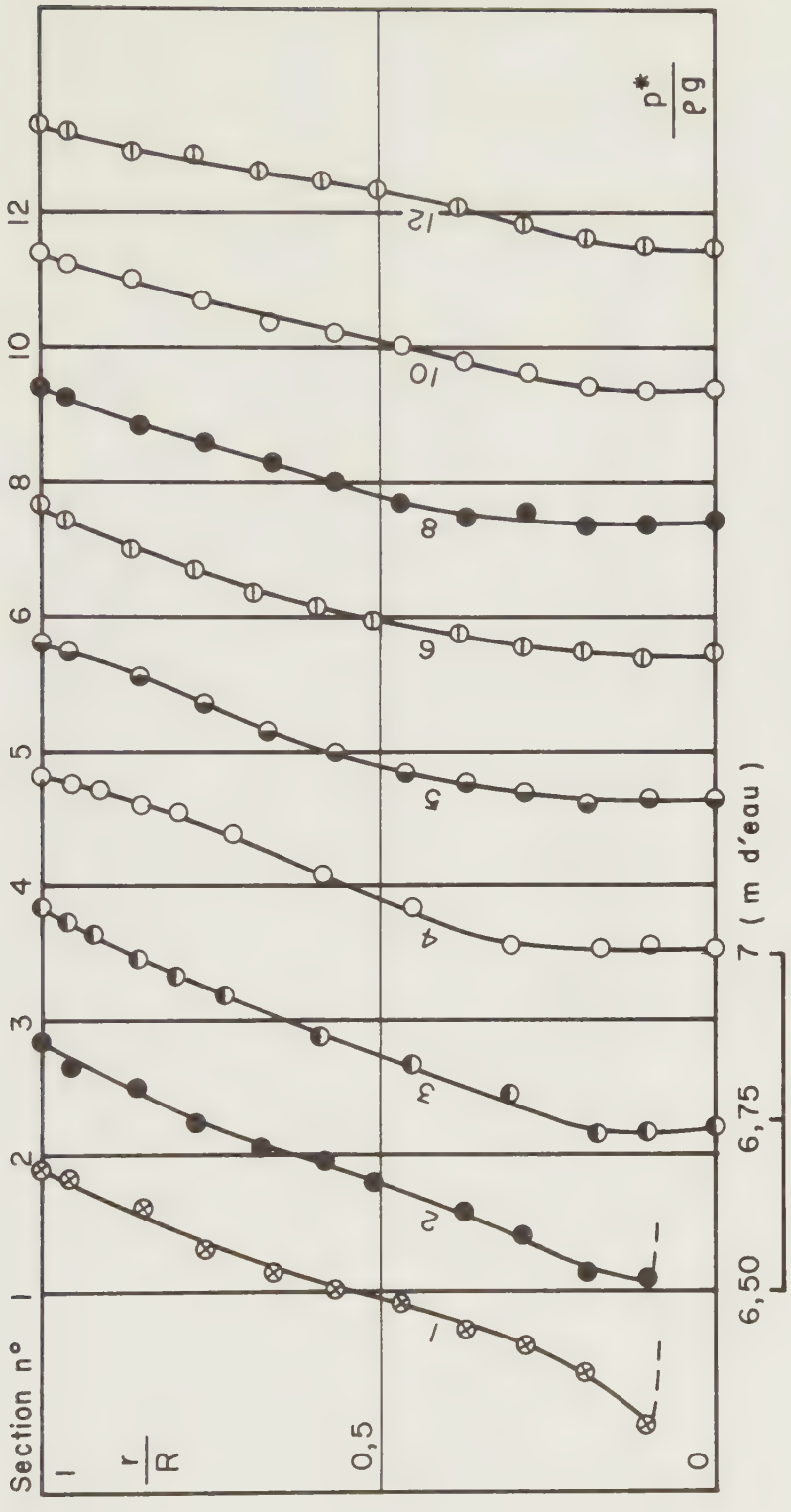
Q_s = 5 l/s Q_j = 1 l/s

Fig. 6.16 - VITESSES TANGENTIELLES



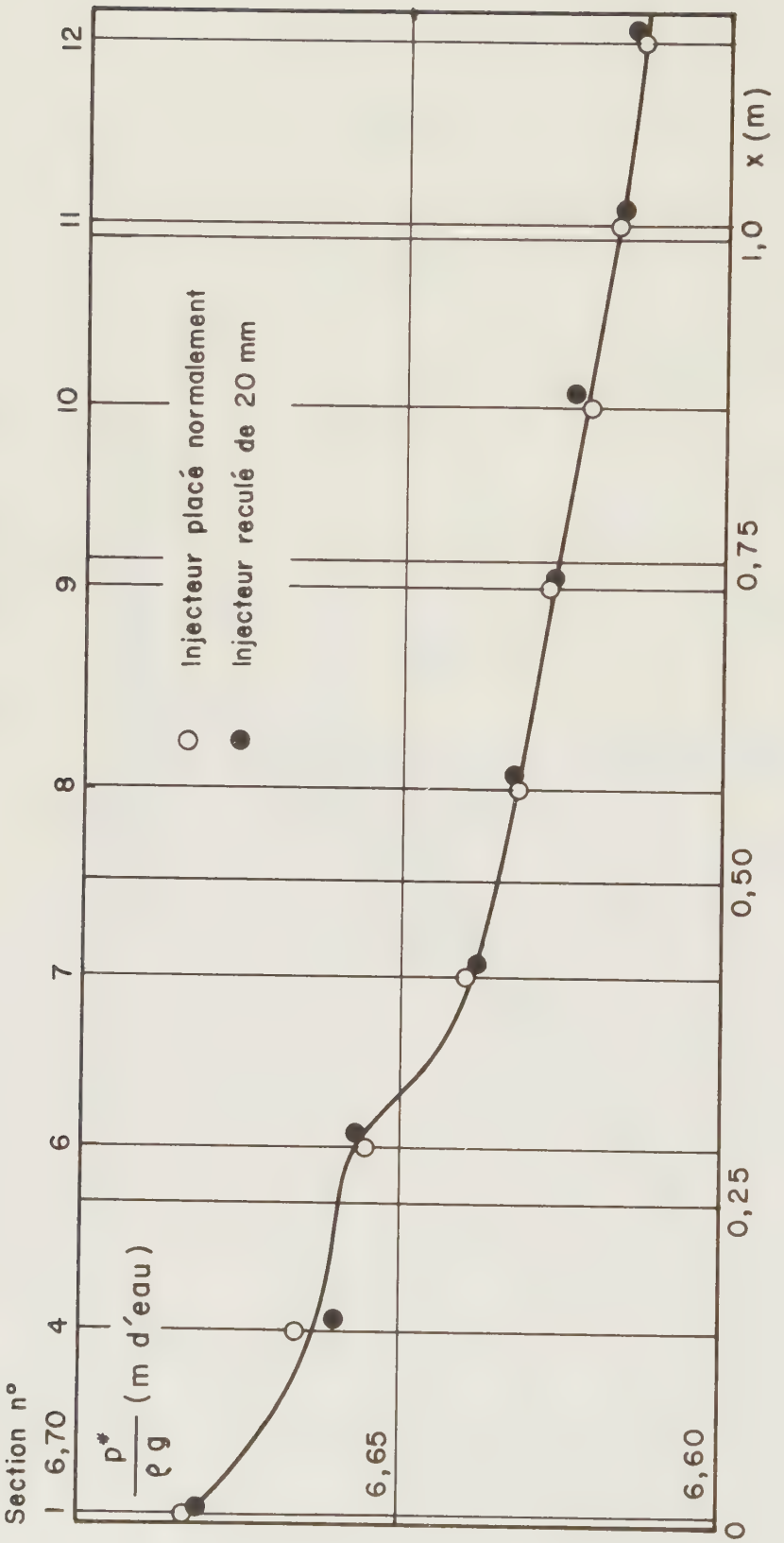
Q_s = 5 l/s Q_j = 11 l/s

Fig. 6.17 - VITESSES TANGENTIELLES



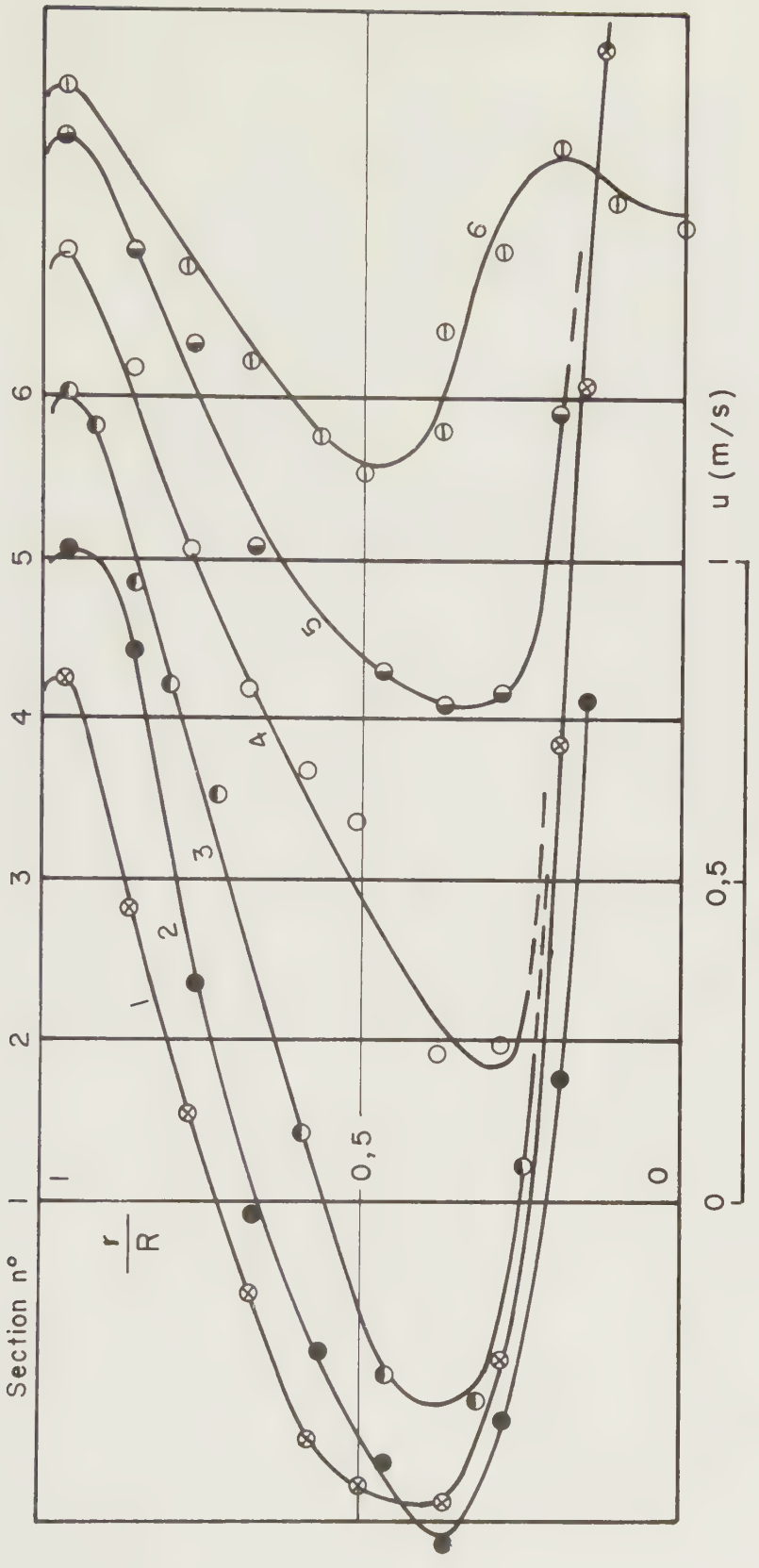
Q_s = 5 l/s Q_j = 1 l/s

Fig. 6.18 - PRESSIONS STATIQUES ÉTOILÉES



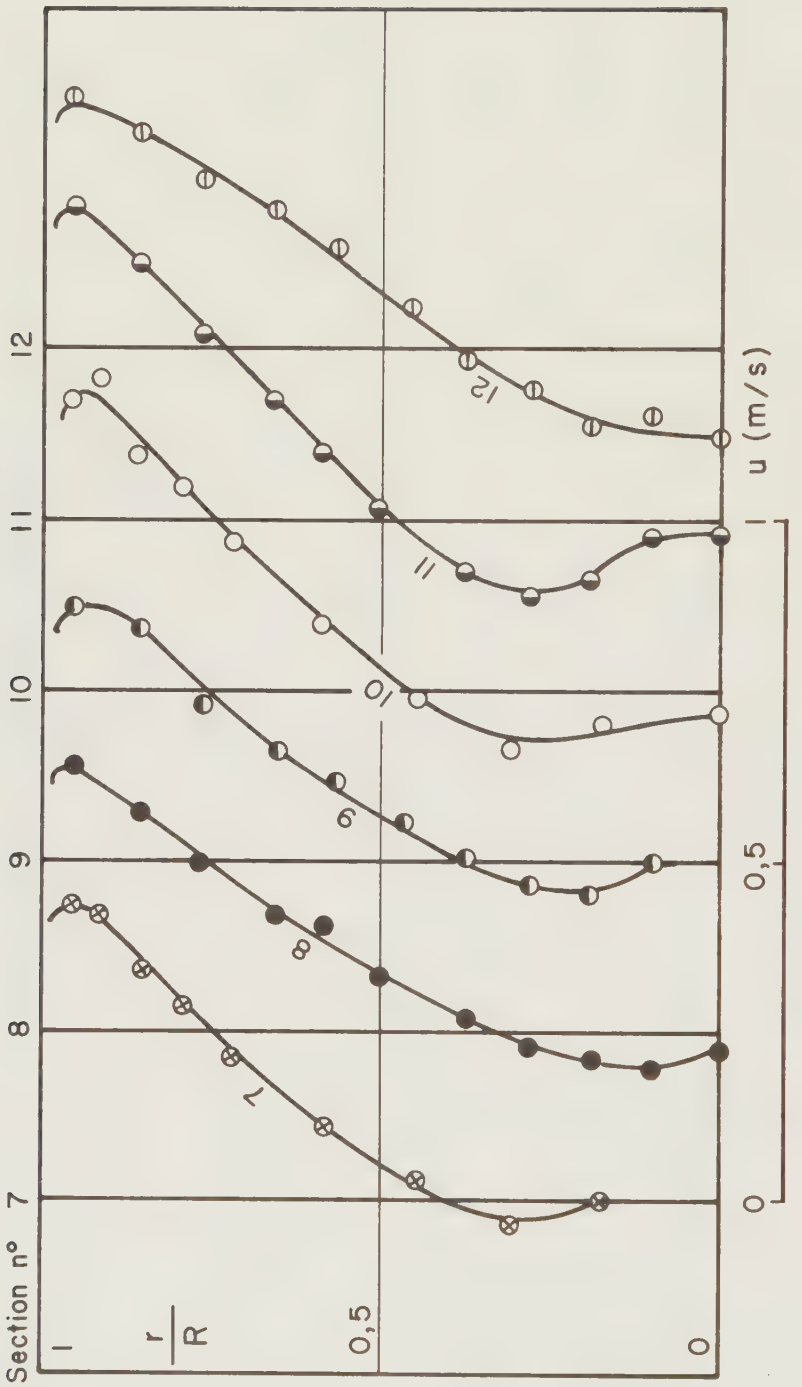
Q_s = 5 L/s Q_j = 1 L/s

Fig. 6.19 - PRESSIONS STATIQUES A LA PAROI



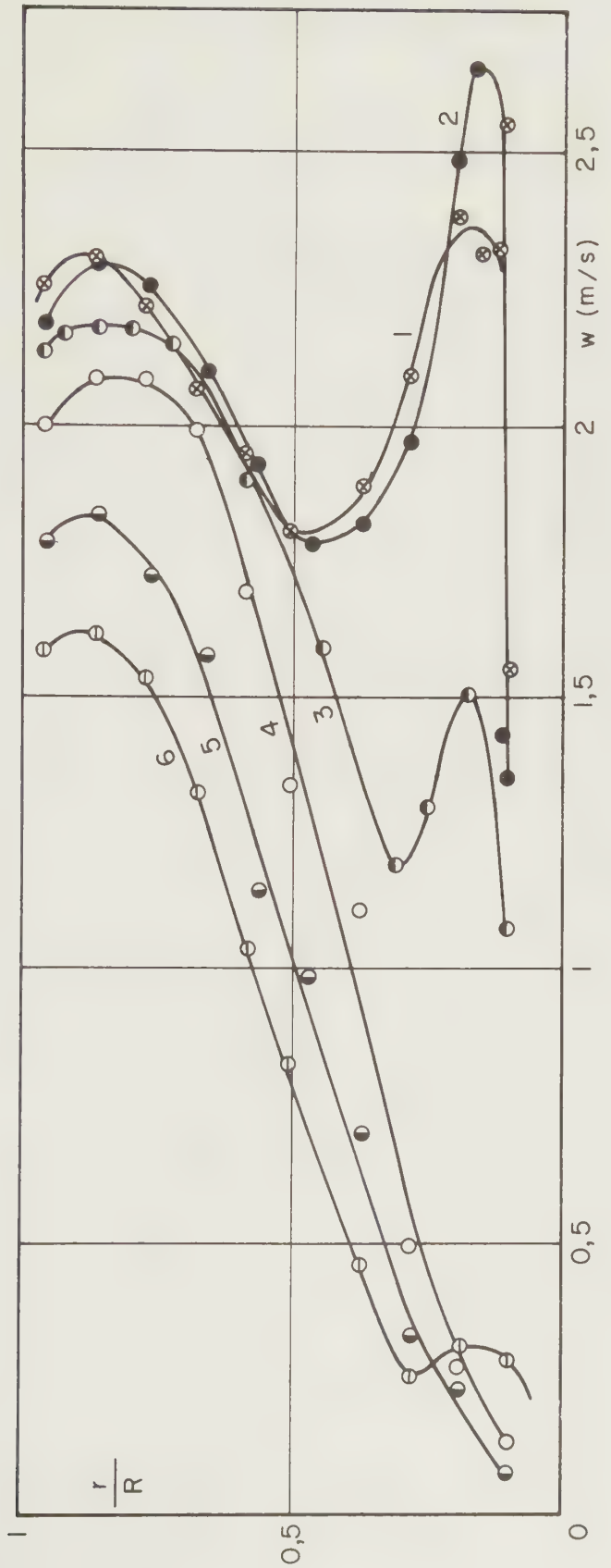
Q_s = 5 l/s Q_j = 2 l/s

Fig. 6.20 - VITESSES LONGITUDINALES



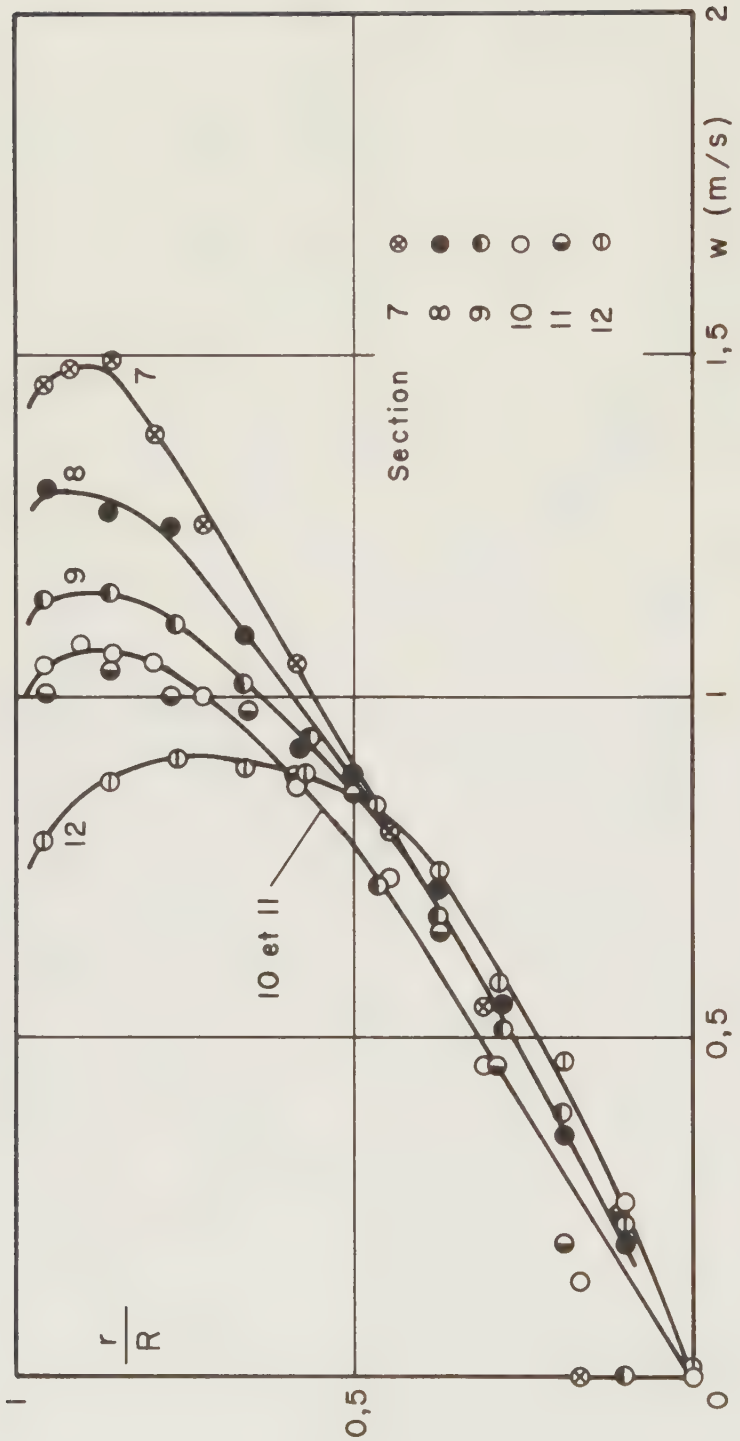
Q_s = 5 l/s Q_j = 2 l/s

Fig. 6.21 - VITESSES LONGITUDINALES



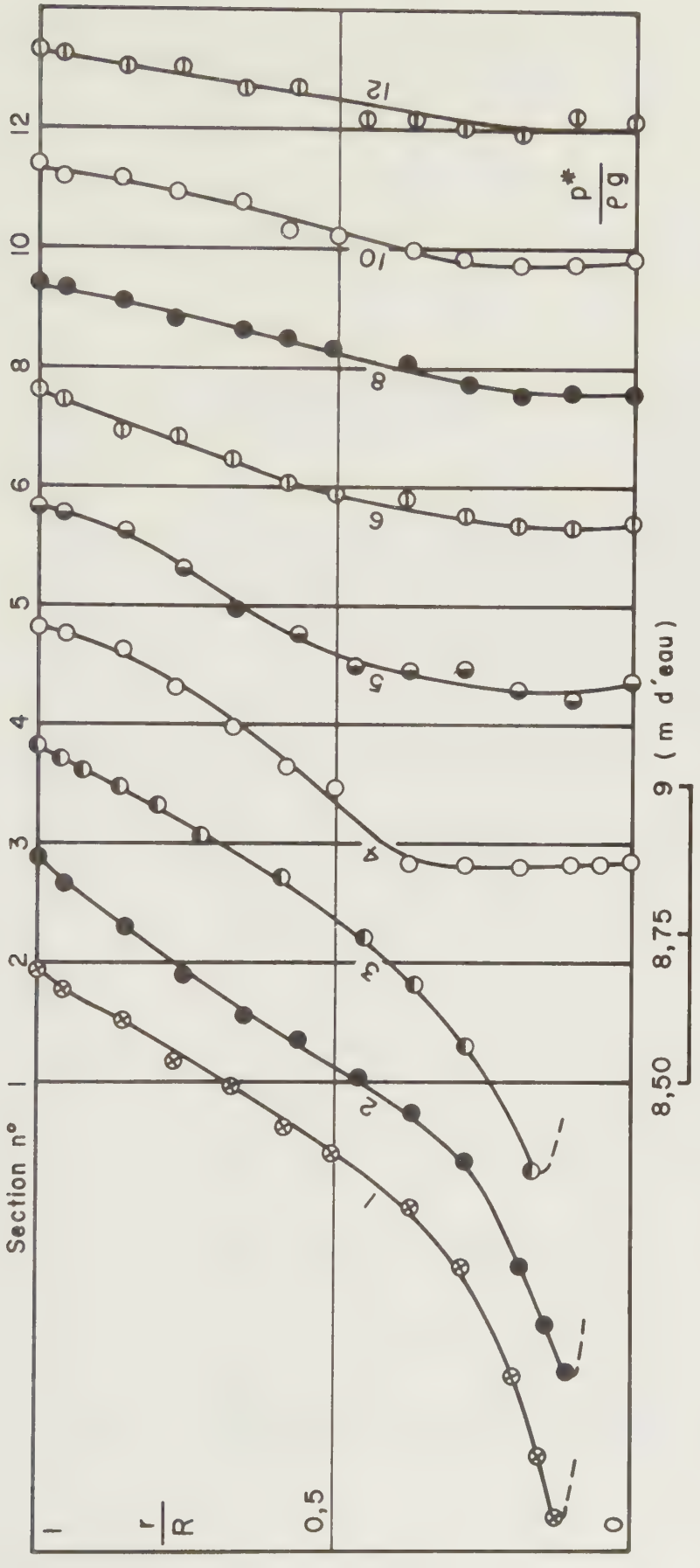
Q_s = 5 l/s Q_j = 2 l/s

Fig. 6.22 - VITESSES TANGENTIELLES



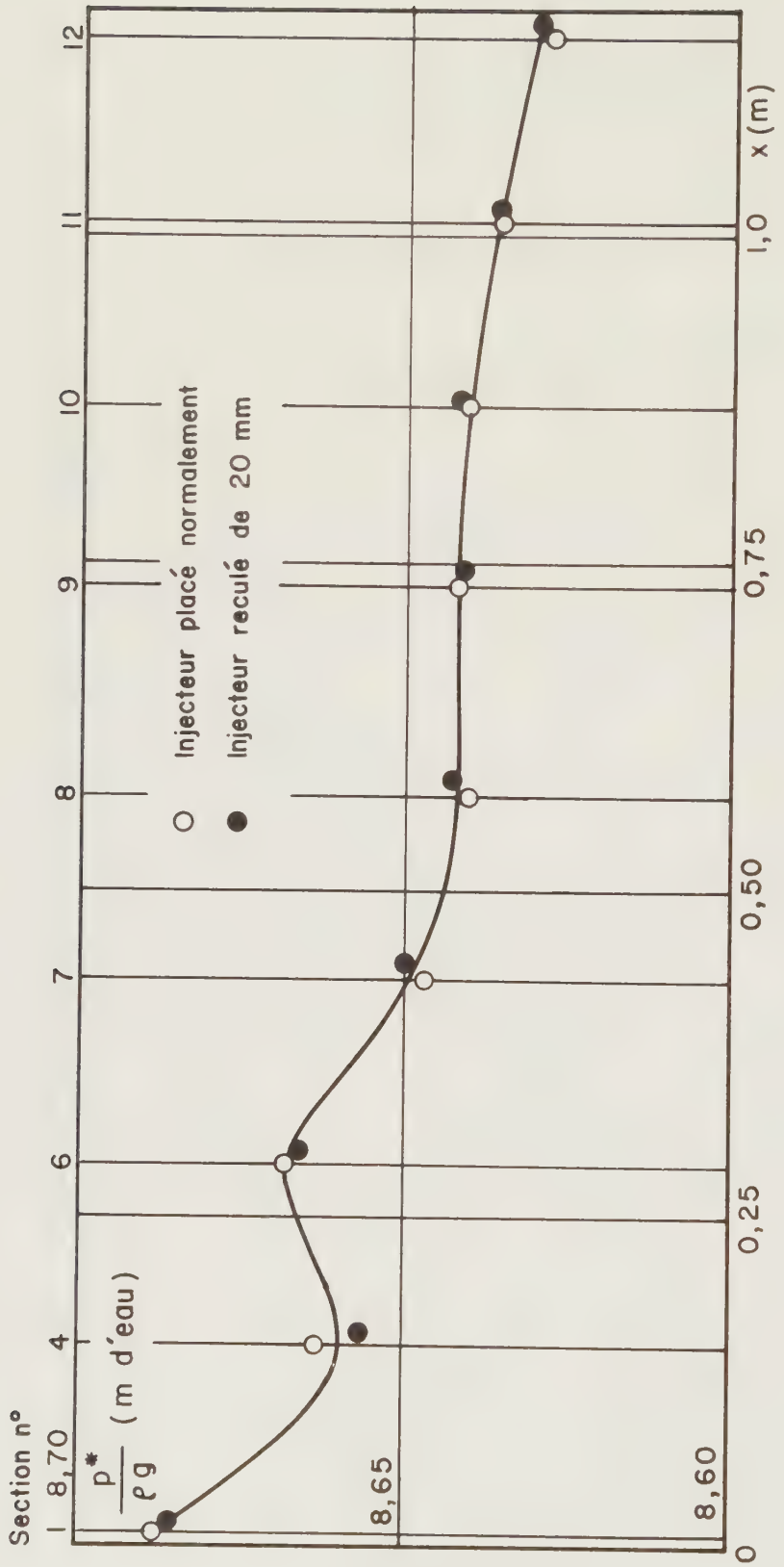
Q_s = 5 l/s Q_j = 2 l/s

Fig. 6.23 - VITESSES TANGENTIELLES



Q_s = 5 L/s Q_j = 2 L/s

Fig. 6.24 - PRESSIONS STATIQUES ÉTOILÉES



Q_s = 5 L/s Q_j = 2 L/s

Fig. 6.25 - PRESSIONS STATIQUES A LA PAROI

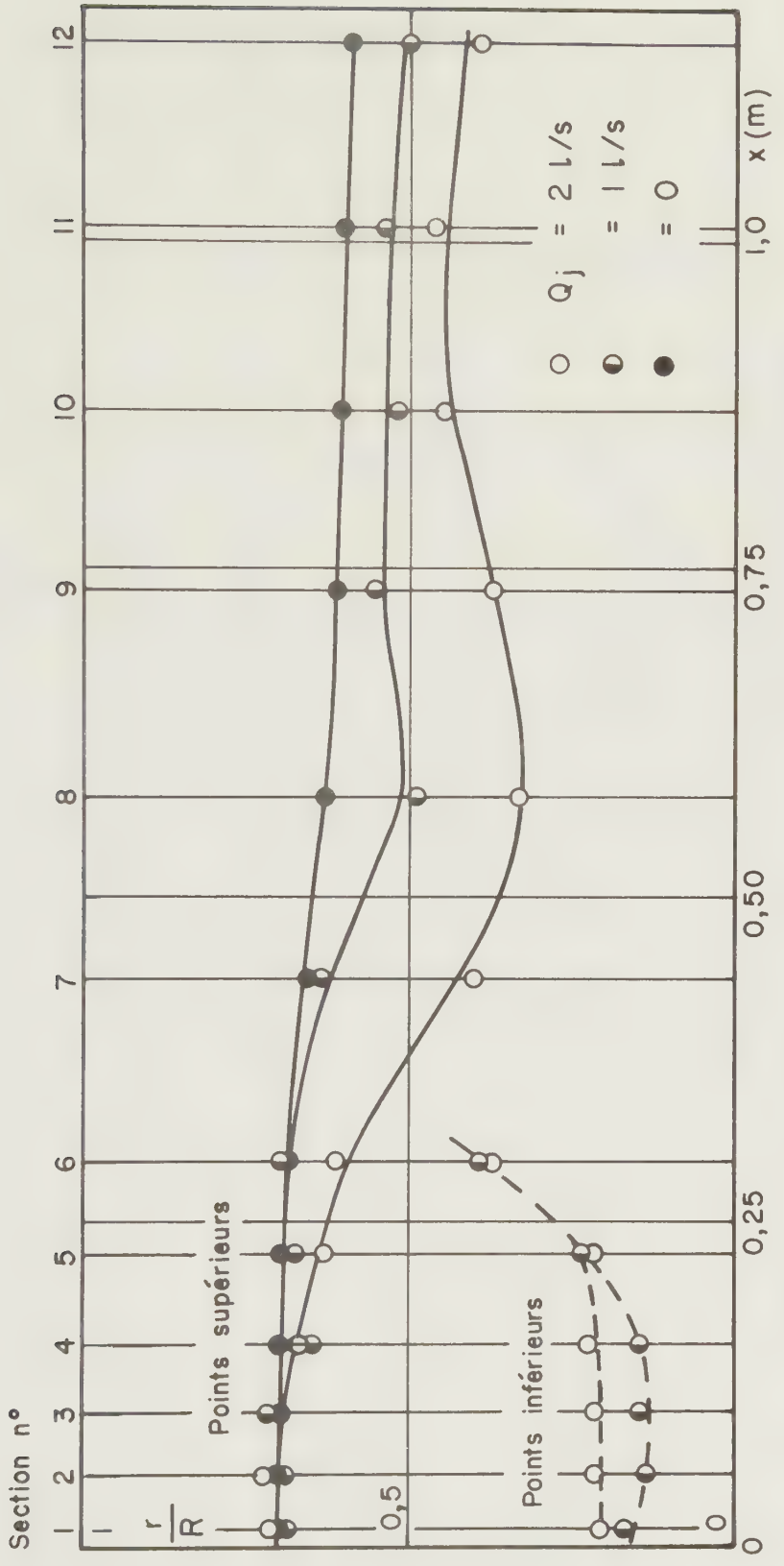


Fig. 6.26 - LIEU DES POINTS DE VITESSE LONGITUDINALE NULLE

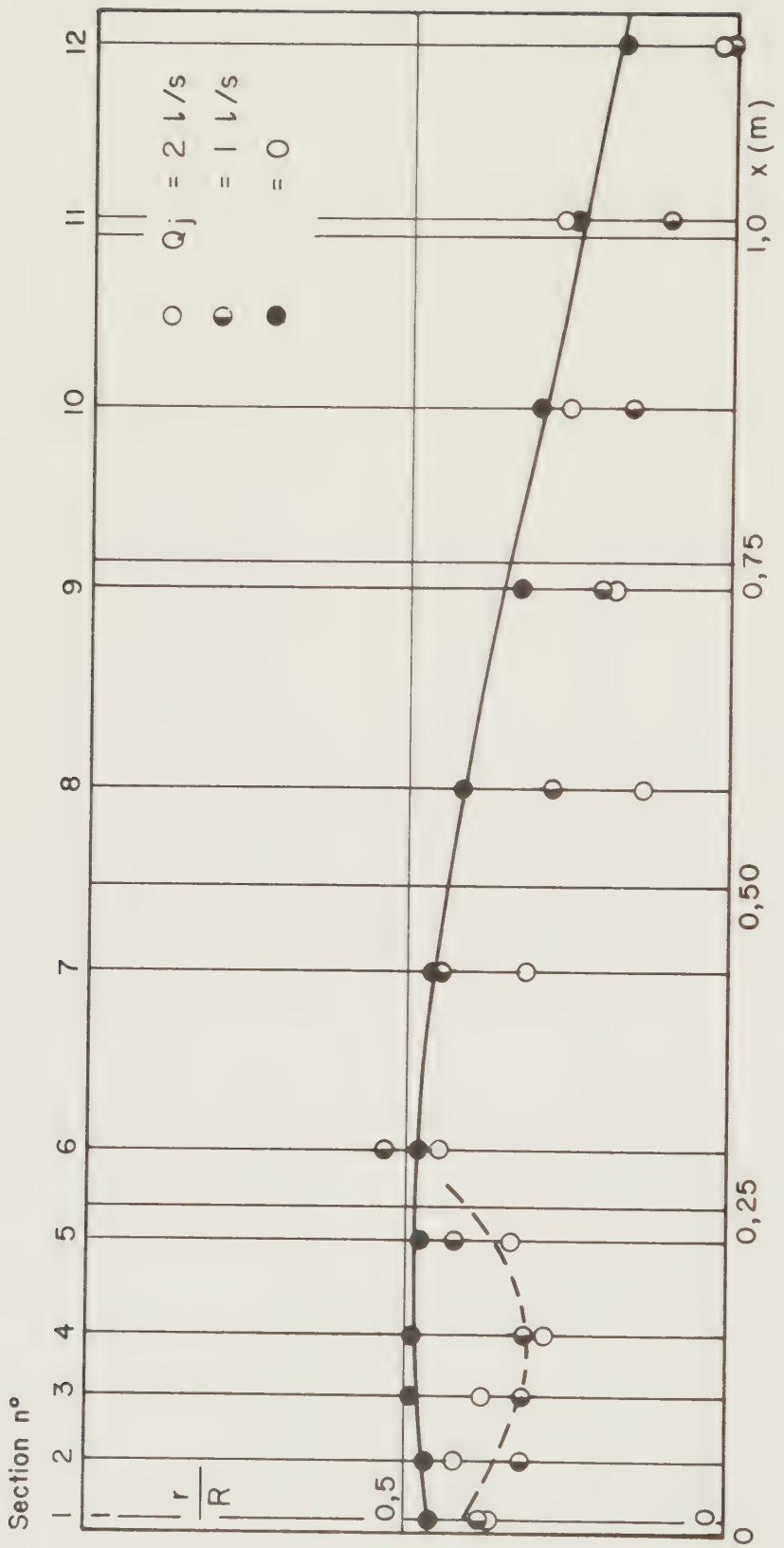


Fig. 6.27 - LIEU DES POINTS DE VITESSE LONGITUDINALE MINIMALE

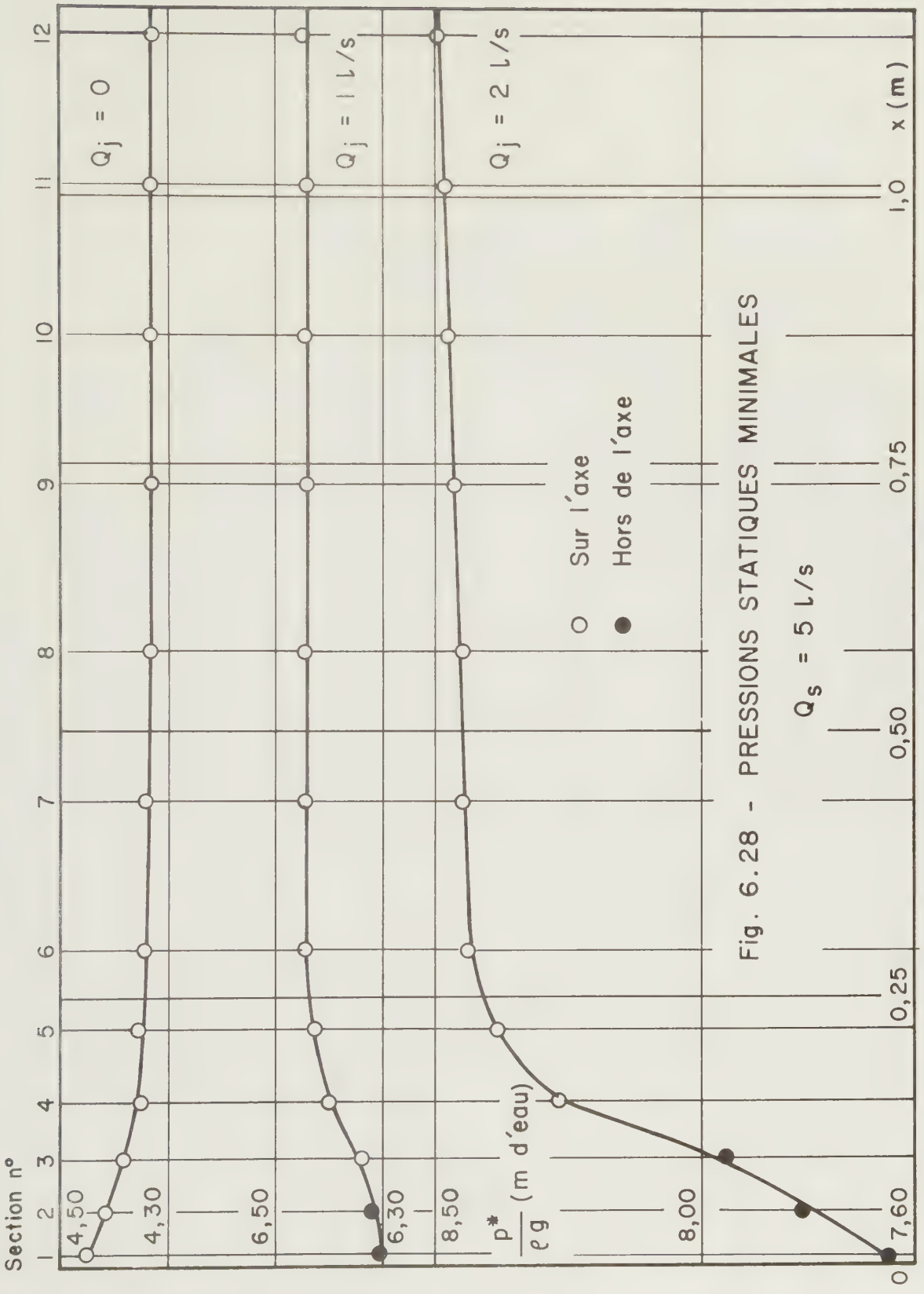


Fig. 6.28 - PRESSIONS STATIQUES MINIMALES

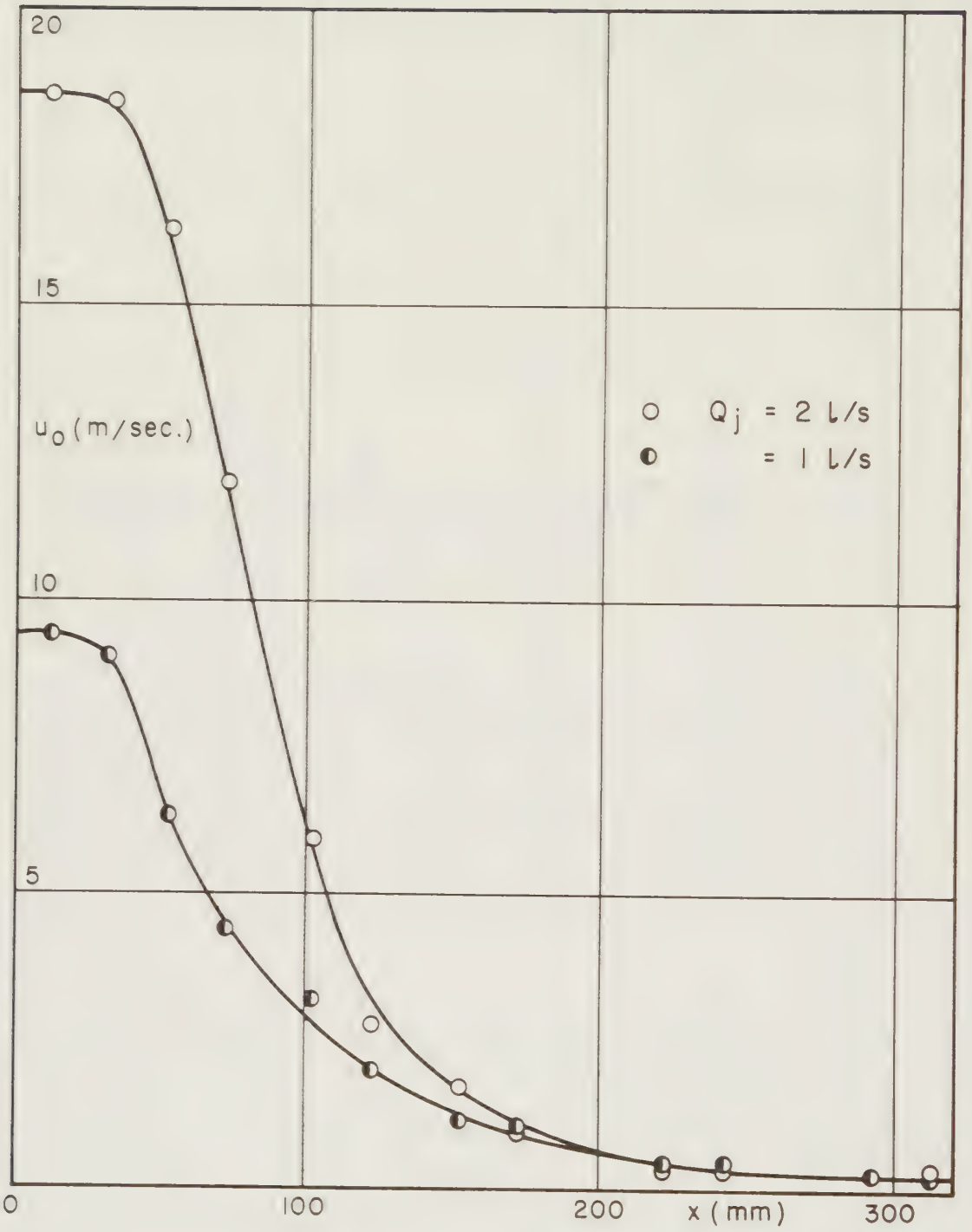


Fig. 6.29 - VITESSES SUR L'AXE

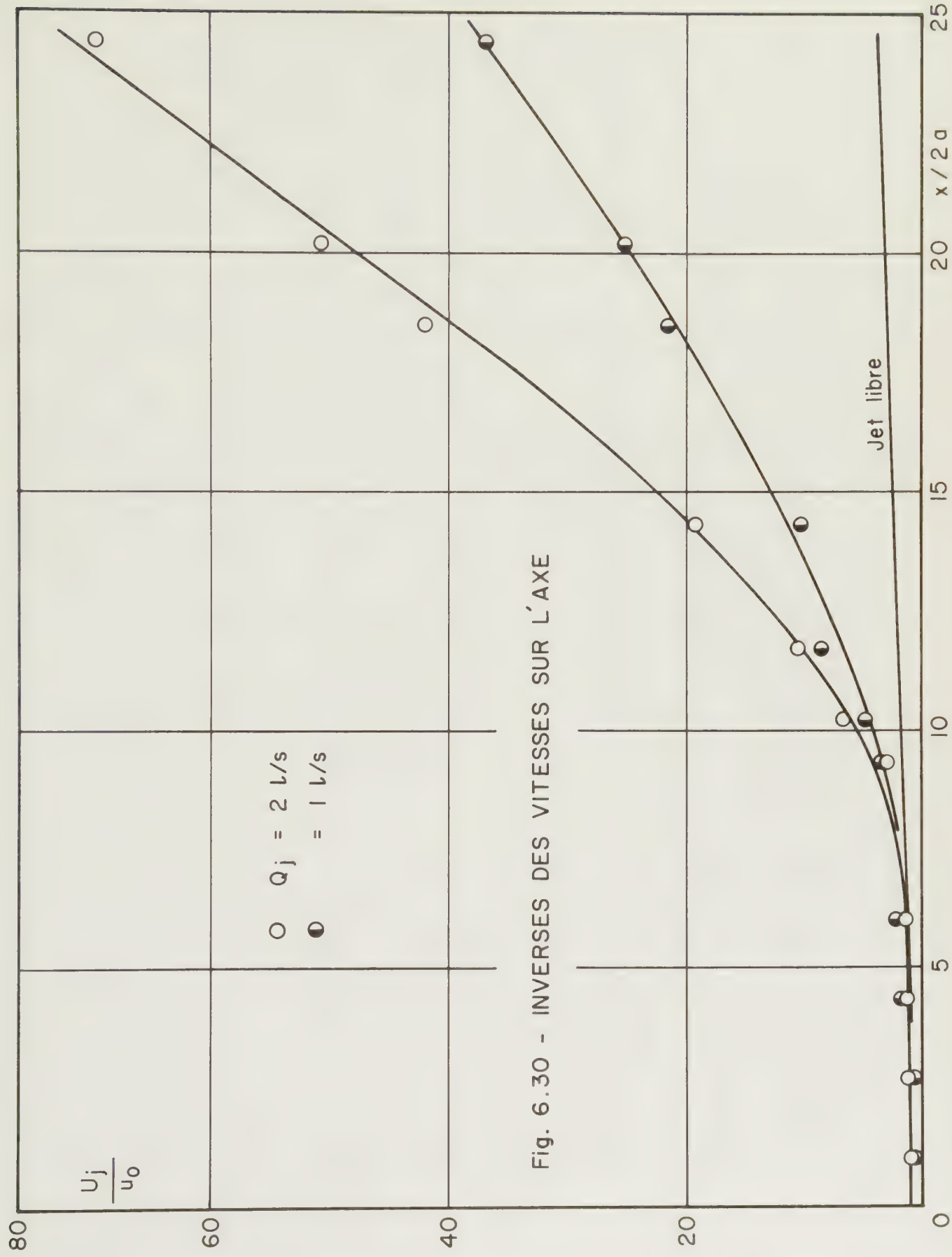


Fig. 6.30 - INVERSES DES VITESSES SUR L'AXE

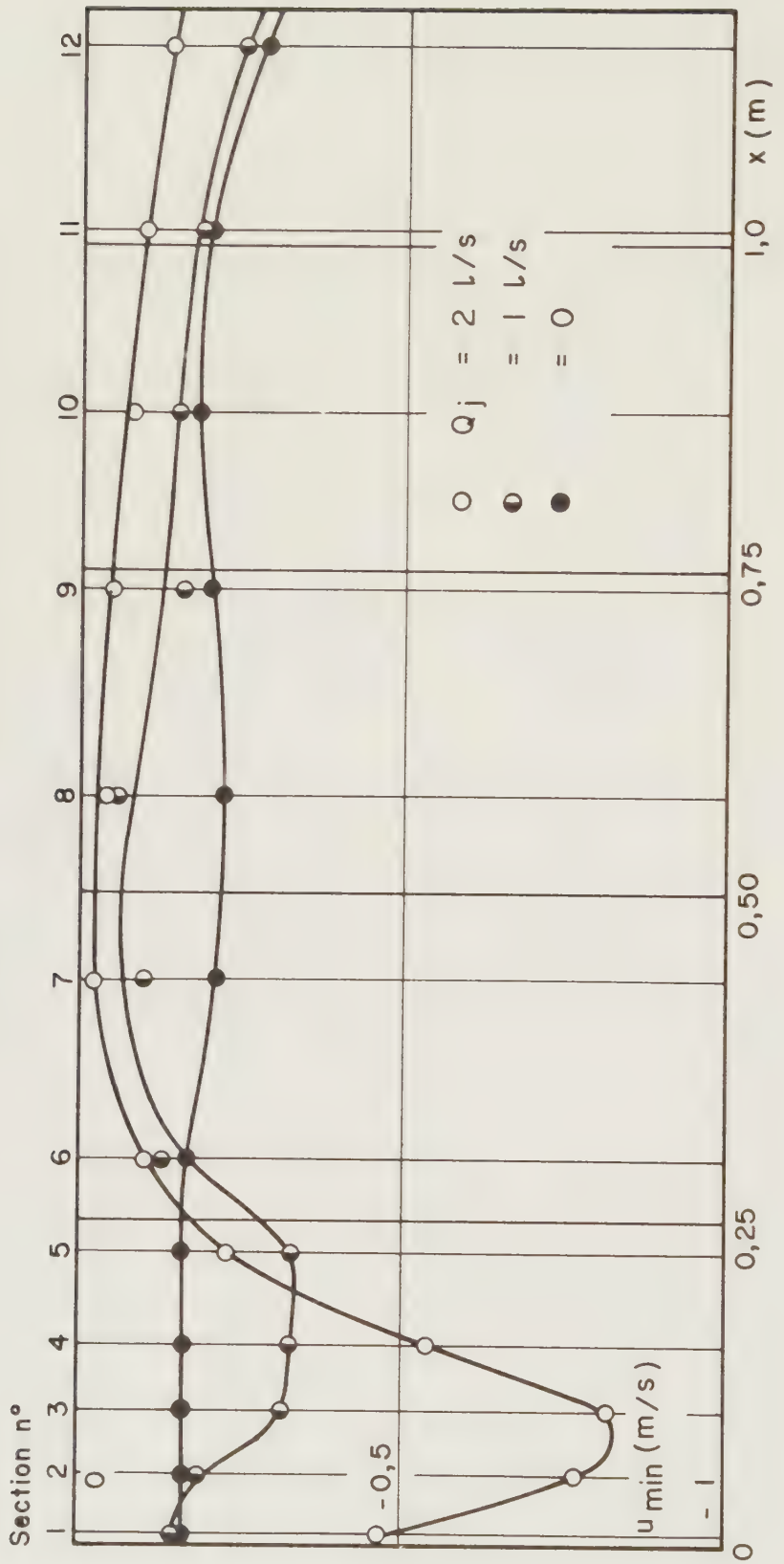


Fig. 6.31 - VITESSES LONGITUDINALES MINIMALES

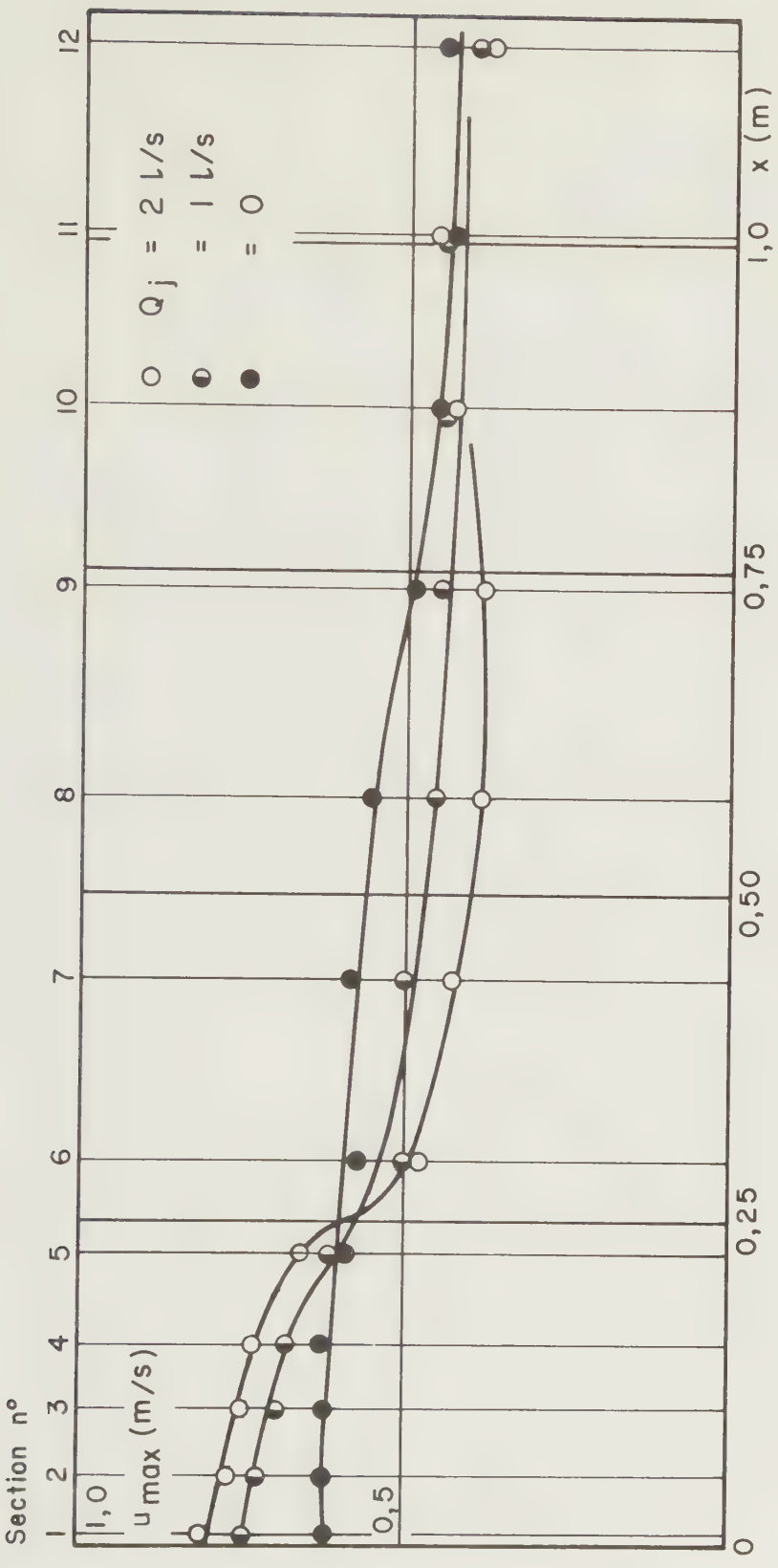


Fig. 6.32 - VITESSES LONGITUDINALES MAXIMALES (PRÈS DE LA PAROI)

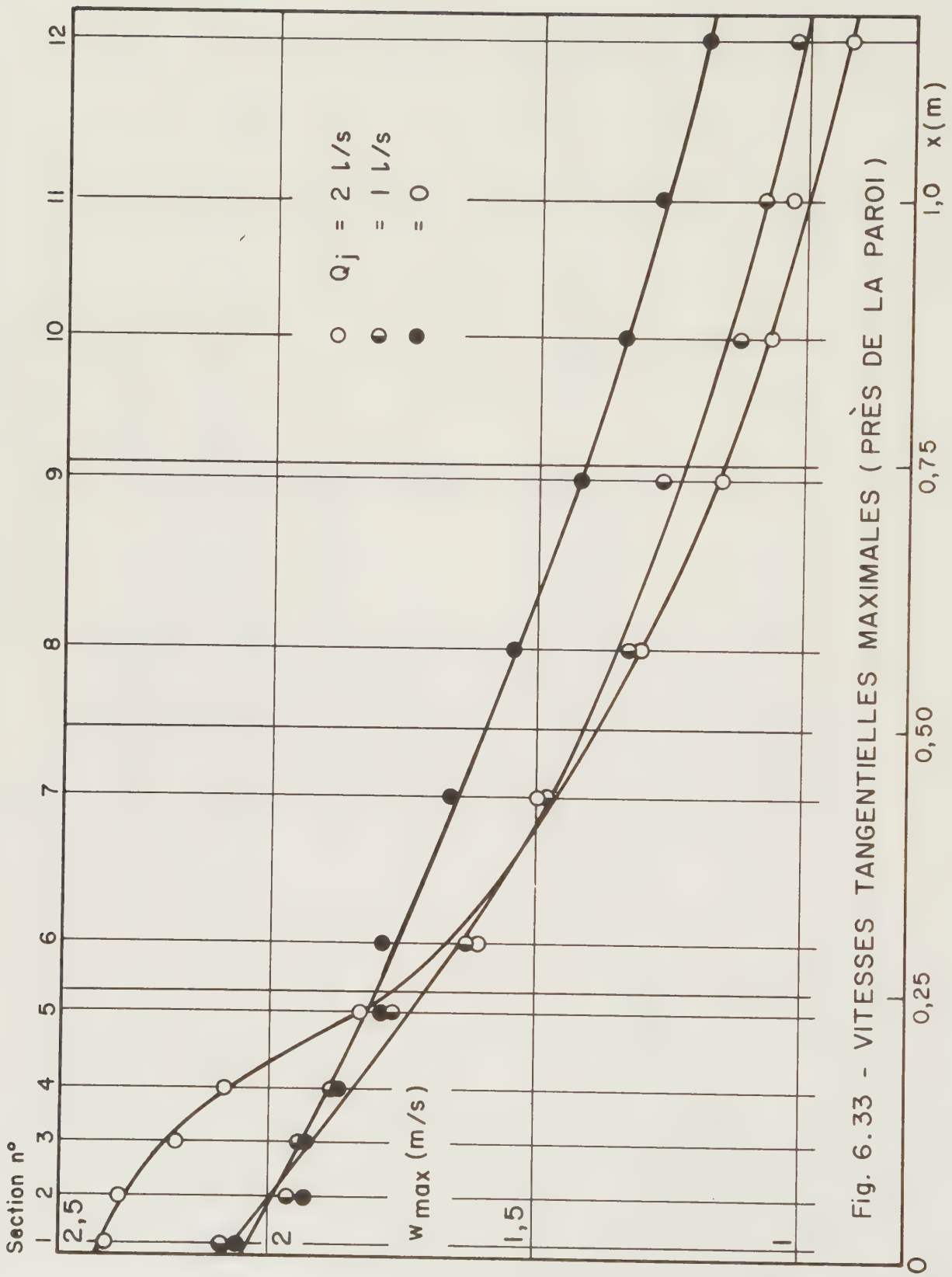


Fig. 6.33 - VITESSES TANGENTIELLES MAXIMALES (PRÈS DE LA PAROI)

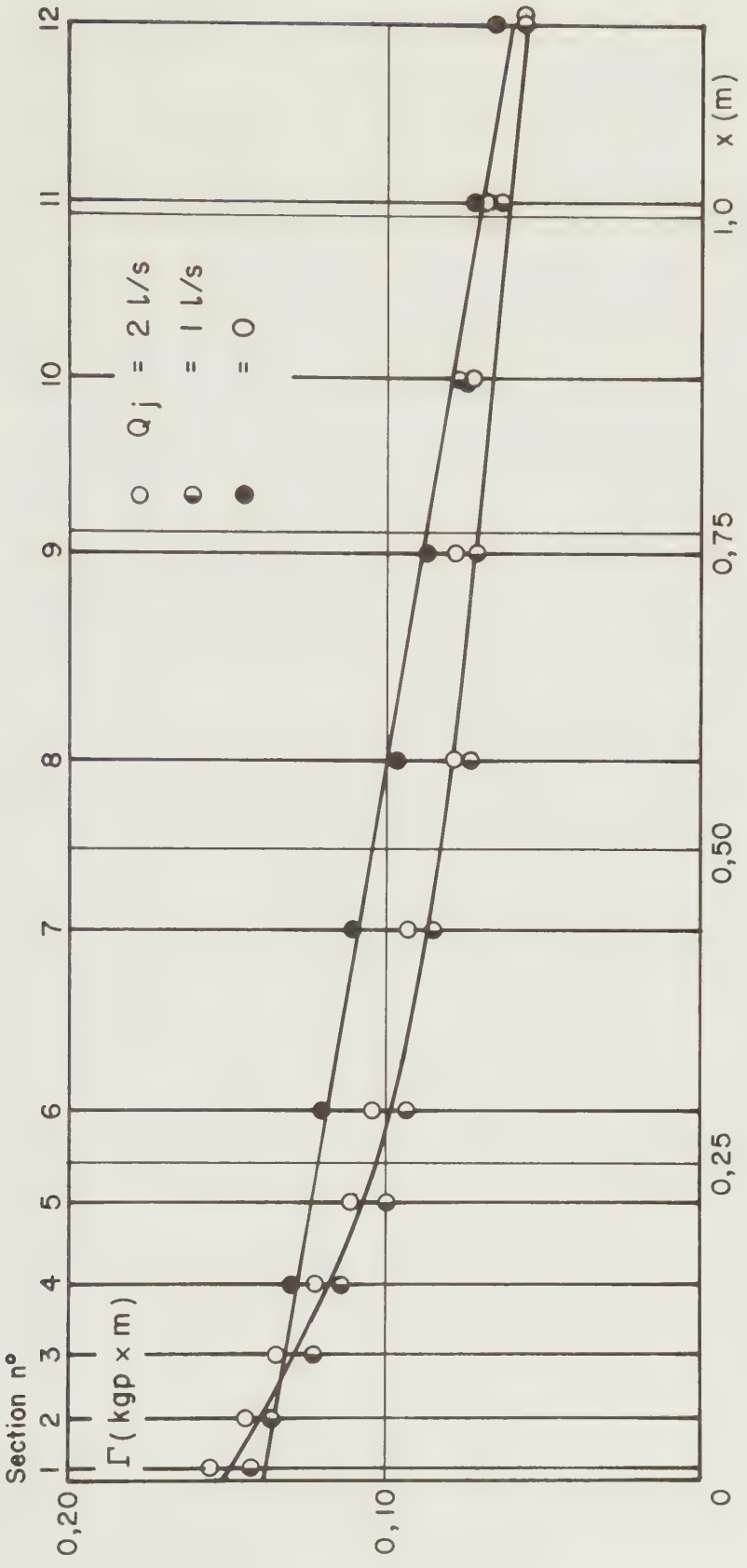


Fig. 6.34 - MOMENT CINETIQUE $\left[\Gamma = \int_0^R u w 2 \pi \rho r^2 dr \right]$

6.4. TENTATIVES D'INTERPRETATION

Nous avons effectué deux tentatives afin d'essayer d'interpréter les courbes expérimentales par comparaison avec des calculs ou des essais antérieurs. Nous avons tout d'abord considéré la région initiale du jet jusqu'à la section 3, puis la zone située entre les sections 5 et 8, à l'aval immédiat du tourbillon de recirculation.

6.4.1. REGION INITIALE DU JET

a) Calculs de HERBERT (31) et de CLUIS (12)

HERBERT (31) a considéré le schéma particulièrement simple d'un jet se propageant dans un milieu ambiant indéfini, celui-ci étant animé d'un mouvement de rotation en bloc sans vitesse axiale à l'extérieur de la zone de mélange.

Grâce à des hypothèses simplificatrices, l'auteur a traité complètement par le calcul le cas d'un jet laminaire en milieu indéfini, tournant en bloc. CLUIS (12) a étendu ce calcul au même problème en régime turbulent.

Les deux auteurs considérant un système d'axes mobiles tournant autour de l'axe de symétrie à la vitesse angulaire du milieu ambiant et écrivent d'abord les équations générales du mouvement. Ils admettent ensuite que l'approximation de la couche limite est valable et que la vitesse tangentielle relative dans le jet est petite devant la vitesse due à la rotation en bloc. CLUIS suppose de plus que les deux termes de diffusion turbulente sont du même ordre de grandeur et élevés par rapport à la viscosité cinématique du fluide, selon des résultats obtenus par CRAYA et DARRIGOL (17).

Compte tenu de ces hypothèses, les équations générales du mouvement sont notablement simplifiées. C'est ainsi par exemple que la poussée totale se réduit au terme de pression exprimé en axes mobiles ce qui, dans notre cas, ne peut être admis.

Les auteurs obtiennent tout d'abord les lois d'expansion du jet en régime laminaire et turbulent, puis une solution asymptotique des équations réduites, conduisant à des profils d'équilibre de vitesses et de pression, exprimés en fonction d'une ordonnée réduite η. La variable η est définie, en

régime laminaire, par :

$$(6.1) \qquad \eta = \frac{1}{2}\left(\frac{\Omega}{\nu}\right)^{2/3} \frac{r^2}{x^{2/3}}$$

et, en régime turbulent, par :

$$(6.2) \qquad \eta = \alpha\left(\frac{2\pi}{\Pi}\right)^{2/5} \frac{\Omega^{4/5}}{a^{2/5}} \frac{r^2}{x^{2/5}}$$

Dans ces relations, Ω est la vitesse angulaire de rotation du milieu ambiant, x l'abscisse, r l'ordonnée, ν la viscosité cinétique du fluide, Π la poussée totale, α et a des constantes.

La vitesse relative a pour composantes u, v et $\overline{w}$, définie par :

$$(6.3) \qquad \overline{w} = w - \Omega r$$

La solution asymptotique est exprimée sous la forme d'une fonction $f(\eta)$ à partir d'une équation différentielle linéaire du cinquième ordre.

Les composantes u et $\overline{w}$ de la vitesse relative peuvent s'écrire, en fonction des dérivées de f, sous la forme suivante :

$$(6.4) \qquad u = -\frac{\Pi}{2\pi\nu x} f' \quad \text{et} \quad \overline{w} = \frac{\Pi}{2\pi\nu x} \frac{3}{\sqrt{2}} \eta^{1/2} f'''$$

pour le régime laminaire, et :

$$(6.5) \qquad u = -\left(\frac{\Pi}{2\pi}\right)^{2/5} \frac{\Omega^{1/5}}{a^{3/5}} x^{-3/5} \frac{6}{10} f'$$

$$(6.6) \qquad \overline{w} = \left(\frac{\Pi}{2\pi}\right)^{2/5} \frac{\Omega^{1/5}}{a^{3/5}} x^{-3/5} \frac{9}{5\sqrt{2}} \eta^{1/2} f'''$$

pour le régime turbulent.

Les profils réduits de vitesses axiale et tangentielle relatives obtenus par les auteurs sont reproduits sur les figures 6.35 et 6.36.

b) Comparaison à nos expériences

La composante axiale de vitesse u est positive près de l'axe et négative à partir d'une certaine valeur de l'ordonnée relative. On retrouve ainsi les deux régions que nous avons observées au cours de nos expériences,

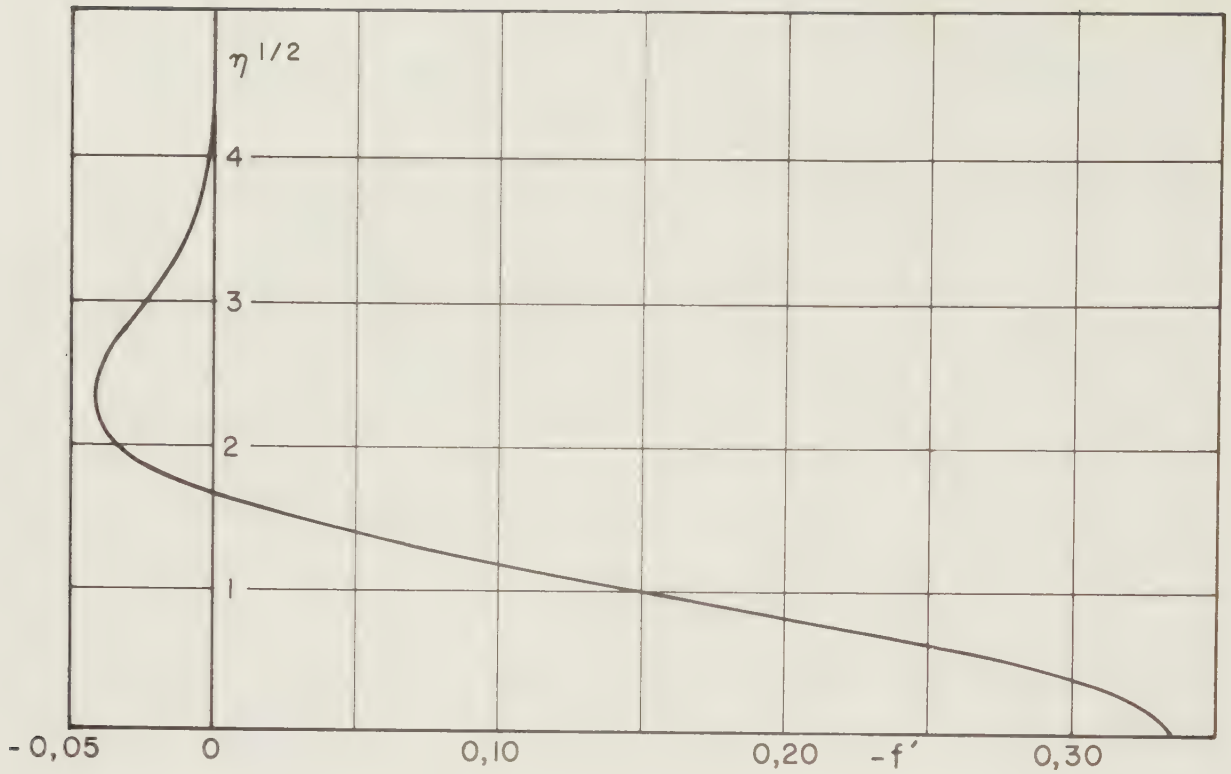


Fig. 6.35 - PROFIL DE VITESSE LONGITUDINALE d'après [31]

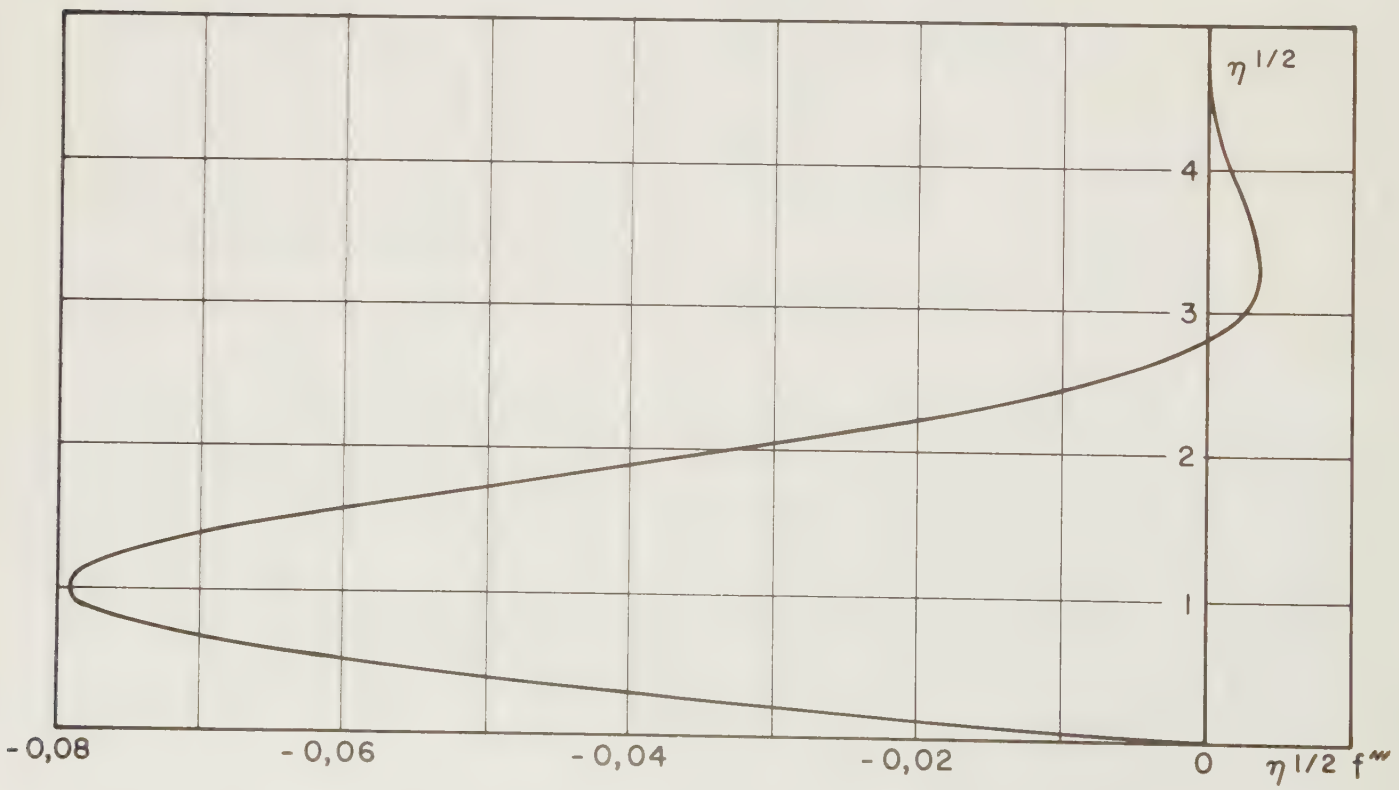


Fig. 6.36 - PROFIL DE VITESSE TANGENTIELLE RELATIVE d'après [31]

au voisinage du jet. De plus, la valeur absolue du minimum de vitesse u est d'autant plus grande, d'après l'équation (6.5), que le débit de quantité de mouvement initial du jet est plus élevé : nos résultats d'essais conduisent à une remarque du même genre.

D'après la figure 6.36, la présence du jet dans l'écoulement tournant en bloc se traduit par une vitesse tangentielle relative négative près de l'axe, puis positive à partir d'une certaine distance de l'axe. En d'autres termes, la vitesse tangentielle, en axes absolus, est d'abord inférieure à la vitesse locale de rotation en bloc, puis elle lui devient supérieure si l'on s'éloigne de l'axe de l'écoulement. On voit ainsi que le calcul prévoit la possibilité d'une augmentation de vitesse tangentielle par rapport à la vitesse de rotation en bloc, sous l'influence du jet. Il faut toutefois reconnaître que l'effet ainsi calculé est beaucoup moins marqué que dans nos expériences, où nous avons noté des accroissements parfois considérables de vitesse tangentielle : si l'on se reporte par exemple à la figure 6.22, on voit que, dans la section 2, la vitesse tangentielle pour r/R = 0,15, est multipliée par trois, sous l'influence du jet. Dans de telles conditions, une hypothèse essentielle des calculs n'est plus valable : en effet les auteurs ont supposé que la vitesse tangentielle relative dans le jet est petite devant la vitesse due à la rotation en bloc.

En conclusion, nous pensons que les calculs mériteraient d'être repris avec des hypothèses moins simplificatrices et qu'ils permettraient peut être, dans ces conditions, d'interpréter l'accroissement considérable de vitesse tangentielle près du jet, que nous avons constaté expérimentalement.

6.4.2. REGION TERMINALE DU JET

Si l'on se reporte aux figures 6.15 et 6.21, on constate que la vitesse longitudinale est pratiquement nulle sur l'axe du conduit aux sections 7 et 8, pour les deux valeurs du débit primaire considérées (1 et 2 l/s). Comme la vitesse tangentielle est nulle sur l'axe, on voit que cette région est une zone de stagnation, située en aval du tourbillon de recirculation.

D'après BROOKE BENJAMIN (6), une telle circonstance, sur l'axe d'un écoulement tournant, est "apparemment associée avec le phénomène de

vortex breakdown, comme l'avait montré expérimentalement HARVEY en 1962".

Effectivement, nous avons constaté, au cours des essais de visualisation, que la région comprise entre les sections 5 et 8 était particulièrement tourmentée, mais cela surtout pour un débit du jet de 2 l/s (Planches 3.1 à 3.4). Pour le débit de 1 l/s (Planche 3.10), le tourbillon principal de recirculation, qui tourne dans le sens inverse, est accompagné d'un deuxième tourbillon, tournant dans le sens direct, et nettement caractérisé.

Afin d'essayer de tirer parti de la suggestion de BROOKE BENJAMIN, nous avons étudié la littérature sur le phénomène de "vortex breakdown" (rupture ou dissipation de vortex), mis en évidence en aval d'une aile delta en incidence. Comme l'a montré BROOKE BENJAMIN (6), ce changement abrupt de structure est en fait une transition finie entre deux états dynamiquement conjugués d'un écoulement à symétrie axiale ; cette transition est analogue à un ressaut hydraulique dans un canal à surface libre.

Deux études expérimentales récentes ont retenu notre attention, l'une due à KWAN-LOK SO (37), l'autre à SARPKAYA (61). Elles montrent toutes deux différents aspects de l'écoulement tournant dans un conduit divergent conique.

a) Travaux de KWAN-LOK SO (37)

L'auteur étudie différents types d'écoulements d'air, qu'il visualise avec de la fumée introduite dans l'axe du dispositif. Celui-ci comporte essentiellement un diffuseur d'angle 6° raccordé à un convergent branché sur le système d'admission, comme l'indiquent les schémas de la figure 6.37.

L'auteur a fait varier deux paramètres, le débit d'air d'une part, et d'autre part l'intensité initiale de rotation, grâce à des aubages orientables placés dans la couronne d'admission. Au cours des essais, il a mis en évidence les cinq régimes représentés sur la figure 6.37 :

- Dans le régime 1, l'écoulement est laminaire et le vortex situé dans le diffuseur est monocellulaire : les conditions correspondent à de faibles valeurs du débit et de l'inclinaison des aubes.

- On conserve la même intensité de rotation et l'on augmente le débit : on

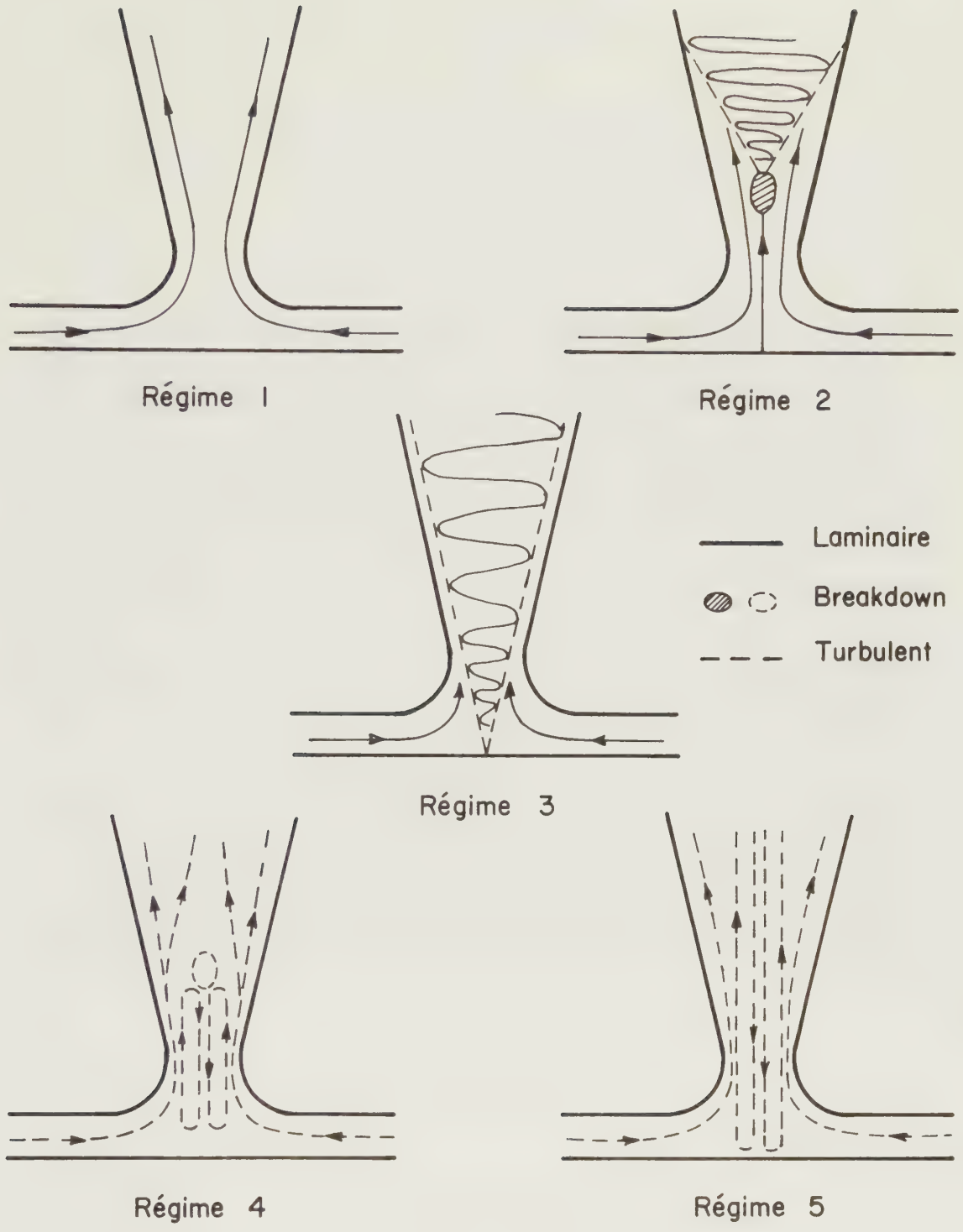


Fig. 6 . 37 - ECOULEMENT TOURNANT DANS UN DIVERGENT
d'après KWAN - LOK SO [37]

obtient le régime 3, correspondant à un écoulement turbulent et à un vortex monocellulaire.

- Pour ce même débit, il est possible d'accroître l'intensité de rotation de manière à faire apparaître le régime 5, pour lequel l'écoulement est turbulent et le vortex du diffuseur bicellulaire.

- Le régime 2 correspond à la transition entre les régimes 1 et 3 et se caractérise par la formation d'un bulbe en mouvement laminaire sur l'axe du diffuseur.

- Le régime 4 constitue la transition entre les configurations 3 et 5 : il apparaît un bulbe turbulent dans la région qui sépare le vortex bicellulaire situé en amont du vortex monocellulaire établi à l'extrémité aval du divergent.

D'après l'étude de KWAN-LOK SO, on voit ainsi que le phénomène de rupture de vortex se manifeste essentiellement dans les régimes 2 et 4, au centre d'une région de transition entre deux types d'écoulement dans le diffuseur.

b) Travaux de SARPKAYA (61)

Tout récemment, SARPKAYA a réalisé une série d'expériences à l'aide d'un conduit de faible divergence (demi angle au sommet du cône : 1,4 degré), dans lequel il a fait circuler de l'eau. L'auteur a fait varier le débit et l'intensité de rotation du fluide, et visualisé l'écoulement à l'aide de teintures : il a ainsi obtenu des documents remarquables publiés en couleurs dans le Journal of Fluid Mechanics, en 1971 (61).

D'après les observations de SARPKAYA, trois types de rupture de vortex stationnaire peuvent être définis : double hélice, spirale , à symétrie axiale.

La rupture en double hélice est montrée sur les deux vues de la figure 6.38 et se produit à des nombres de Reynolds relativement faibles, inférieurs à 2 000, et à des intensités de rotation élevées : ce phénomène est peu fréquent et se produit dans des conditions particulières d'écoulement.

La rupture de vortex en spirale est illustrée par les trois documents de la figure 6.39, relatifs aux phases successives d'un même mouvement :

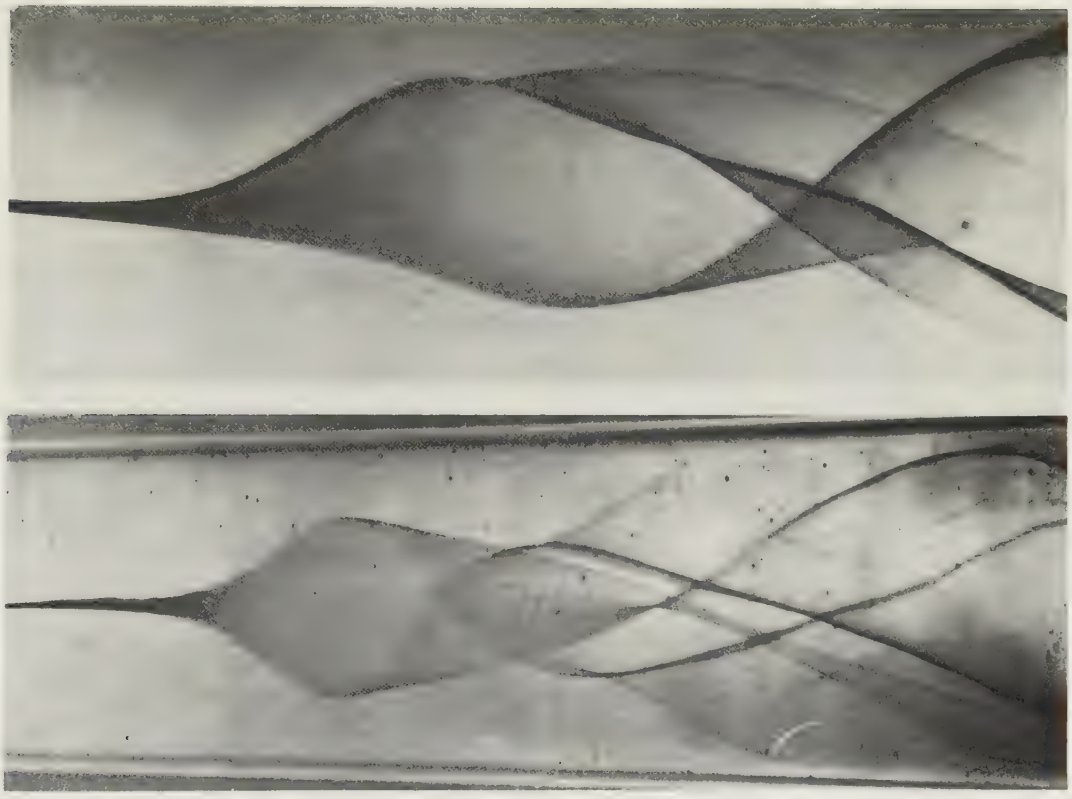


FIG. 6.38. - RUPTURE DE VORTEX EN DOUBLE HELICE

a) début de déformation du filament,
b) accroissement de la déformation,
c) naissance du noyau à symétrie axiale. Ce type de rupture constitue le processus normal, pour une intensité de rotation donnée, si l'on augmente la vitesse du fluide.

La rupture de vortex à symétrie axiale présente l'aspect montré sur les vues photographiques de la figure 6.40. Le passage de l'état supercritique à l'état subcritique s'effectue par l'intermédiaire d'un bulbe profilé stationnaire, qui est en fait un anneau tourbillonnaire animé d'une rotation autour de l'axe du diffuseur. La teinture, injectée en amont, circule dans le bulbe et ressort axialement : elle se trouve alors dans le sillage du bulbe. Le filament de teinture est déformé et diffuse progressivement dans l'écoulement turbulent.

Dans une autre série d'expériences, SARPKAYA a fait varier lentement les conditions d'écoulement dans le diffuseur et montré que le bulbe se déplaçait le long de l'axe du divergent, à la manière d'un ressaut soumis à des niveaux variables en aval, confirmant ainsi les idées de BROOKE BENJAMIN. Par ailleurs, SARPKAYA retrouve des résultats antérieurs de KIRKPATRICK sur la répartition des pressions à la paroi du tube, dans la région où se trouve le bulbe ; nous reviendrons sur ce point au paragraphe suivant.

c) Comparaison avec nos résultats

Les auteurs cités se sont intéressés à l'écoulement tournant dans un diffuseur et leurs conditions expérimentales sont ainsi très différentes des nôtres. Malgré cela, on retrouve des analogies entre leurs observations et certains de nos résultats.

La présence du tourbillon de recirculation engendré par le jet constitue un régime d'écoulement qui peut être rapproché du régime 4 observé par KWAN-LOK SO (fig. 6.37). En aval immédiat du tourbillon, il apparaît une région de stagnation qui pourrait favoriser la naissance d'un bulbe de rupture.

Nous avons décrit au chapitre 3 les déformations successives d'un filament subissant des torsions de plus en plus fortes jusqu'à ce qu'il éclate littéralement. Ce phénomène ressemble à celui qui a été constaté par SARPKAYA ; en effet, si l'on rapproche les planches 3.13 à 3.16 de la figure 6.39, on

FIG. 6.39 - RUPTURE DE VORTEX EN SPIRALE

FIG. 6.40. - RUPTURE DE VORTEX A SYMETRIE AXIALE

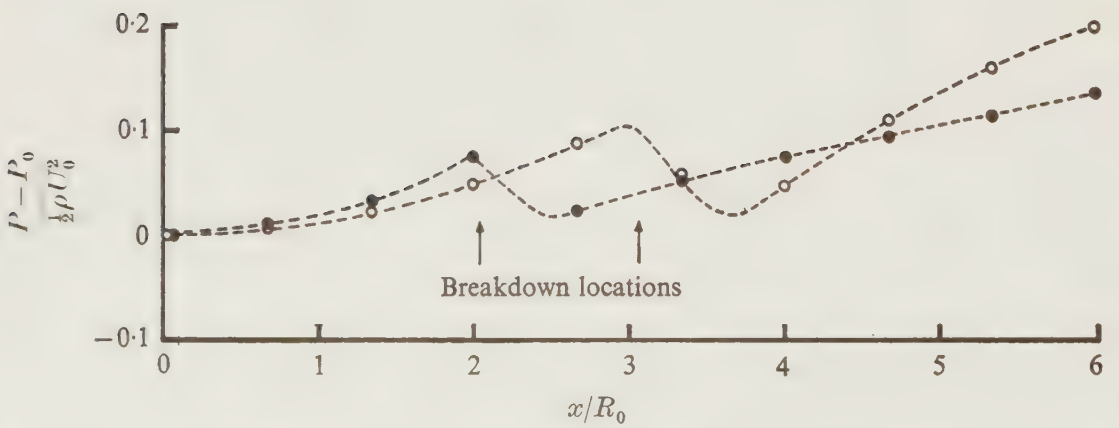


FIGURE 15. Representative wall-pressure distributions. P_0 denotes the pressure at the start of the diverging tube. ○, for $Re = 7500$ and $\Omega = 1{\cdot}5$; and ●, for $Re = 4000$ and $\Omega = 1{\cdot}75$.

FIG. 6.41. - PRESSION STATIQUE A LA PAROI (d'après 61)

retrouve la déformation du vortex en spirale. On note toutefois une différence essentielle entre les deux aspects : dans les cas examinés par SARPKAYA, la déformation du vortex aboutit à la naissance d'un bulbe, alors que dans nos essais, le processus se développe jusqu'à la destruction du filament.

Un autre aspect intéressant peut être souligné : il concerne la répartition des pressions statiques à la paroi du conduit. Dans l'article de SARPKAYA, se trouve un graphique qui a été reproduit sur la figure 6.41 ci-jointe. Il montre l'évolution de la pression statique à la paroi le long du diffuseur. L'emplacement du bulbe de rupture de vortex correspond à un maximum local de pression statique.

Si nous nous reportons maintenant aux figures 6.19 et 6.25, on retrouve, au voisinage de la section 6, un effet analogue constaté au cours de nos essais. Cet effet est peu marqué pour le débit du jet de 1 l/s (fig. 6.19), ce qui est logique puisque le tourbillon de recirculation est peu développé (Planche 3.10). Par contre, pour un débit du jet de 2 l/s, la zone de recirculation est large, et l'on trouve un gradient positif de pression statique à la paroi, entre les sections 4 et 6 (fig. 6.25), et négatif au delà de la section 6. Il se trouve que cette section, comme l'indiquent nettement les planches 3.1, 3.4, est placée dans la région de stagnation qui fait suite au tourbillon de recirculation.

On retrouve ainsi une certaine analogie entre nos études et celles de KWAN-LOK SO et SARPKAYA. Il faut reconnaître à ce propos que le caractère instationnaire et tridimensionnel du jet apporte des difficultés supplémentaires dans l'interprétation des résultats.

CHAPITRE 7

CONCLUSION

Au terme de ce mémoire, il paraît utile de rappeler les grandes lignes de l'exposé et les principaux résultats obtenus.

L'objet de notre travail était d'étudier le comportement d'un jet émis au sein d'un fluide animé d'une forte intensité de rotation initiale, dans un conduit cylindrique. Pour de telles conditions, deux paramètres adimensionnels jouent un rôle prépondérant : l'impulsion relative et l'intensité de rotation initiales, définies au Chapitre 1.

En fait, le montage actuel ne permet de faire varier que l'impulsion relative (Chapitre 2). L'intensité de rotation est imposée par les circuits d'admission, mais comme elle est très élevée, on voit apparaître au voisinage de l'axe du conduit des courants de retour, dont la direction est opposée à celle du jet.

Pour des conditions moyennes de la gamme prospectée (débit primaire 2 l/s, débit secondaire 5 l/s), la structure des trajectoires instantanées fait apparaître deux courants principaux (figure 3.7) : un premier courant est formé par le jet qui s'élargit en un panache, s'incurve et se referme sur lui-même, créant ainsi un tourbillon de recirculation. Un deuxième courant est engendré par un filament tourbillonnaire, remontant de l'aval et entraîné par la recirculation ; cette mèche s'enroule autour du jet et se prolonge jusqu'à cinq diamètres en amont de la section de sortie

de l'injecteur. L'ensemble de ces deux courants tourne autour de l'axe du tube avec une période régulière pour la plupart des conditions d'essais.

La fréquence d'oscillation varie en fonction des débits primaire et secondaire (Chapitre 3), de l'intensité initiale de rotation du jet (Chapitre 4), et du décalage de l'injecteur par rapport à l'axe du conduit (Chapitre 5). La variation de fréquence s'accompagne de modifications de structure de l'ensemble jet-fluide ambiant, illustrées notamment par la figure 3.8.

Pour un jet émis dans l'axe du conduit, l'évolution de la fréquence peut être présentée sous la forme d'un nombre de STROUHAL fonction du paramètre d'impulsion : on retrouve ainsi des résultats analogues à ceux obtenus par CURTET sur le jet confiné plan . Une rotation du jet dans le même sens que celle du fluide ambiant diminue sa fréquence d'oscillation. Un excentrage de l'injecteur légèrement inférieur au rayon de sortie de la buse suffit à arrêter le mouvement périodique de la région de recirculation. Lorsque l'injecteur est placé loin de l'axe du conduit, on voit se former des poches tourbillonnaires stationnaires, contournées par l'écoulement principal, selon une disposition analogue à celles obtenues par YIH dans un fluide stratifié en aval d'une barrière, et par LAI dans un écoulement tournant en aval d'une sphère.

Les résultats des mesures de vitesses et de pressions ont été rassemblés dans le Chapitre 6 : les essais principaux sont relatifs à un débit ambiant de 5 l/s et à des débits du jet de 0 - 1 et 2 l/s. On note, entre autres, l'accroissement des courants de retour sous l'influence du jet dans la région initiale, ainsi que l'augmentation des vitesses tangentielles au voisinage du jet. Un certain nombre de courbes caractéristiques ont été déduites des essais : lieu des points de vitesse longitudinale nulle ou minimale, pressions statiques minimales ou à la paroi, vitesse tangentielle maximale près de la paroi, débit de moment cinétique.

Une comparaison de nos résultats expérimentaux à des études théoriques sur un jet placé dans un écoulement tournant en bloc, en milieu indéfini, permet d'interpréter l'accroissement des courants de retour longitudinaux sous l'influence du jet. Mais l'augmentation de vitesse tangentielle que nous avons constatée est trop importante et ne peut être expliquée à l'aide des schémas théoriques trop simples proposés.

A l'aval immédiat de la région de recirculation, on retrouve une structure analogue à celle de certains régimes observés sur l'écoulement tournant dans un divergent, notamment le régime 4 de KWAN-LOK SO (fig. 6.37). D'après l'évolution de la pression statique à la paroi, cette zone pourrait constituer une transition finie entre un état subcritique et un état supercritique, selon une théorie due à BROOKE BENJAMIN. Toutefois, le caractère tourmenté de l'écoulement dans cette région pourrait être attribué à des instabilités d'origine hydrodynamique, sous l'effet de perturbations hélicoïdales.

Des recherches plus poussées dans certaines des directions que nous avons abordées se révèleraient fort utiles. C'est ainsi, par exemple, que la gamme actuelle des essais mériterait d'être étendue à d'autres intensités de rotation du jet et du fluide ambiant. Des mesures locales instantanées de vitesses et de pressions devraient être envisagées. Nous avons à ce propos effectué récemment des mesures de pression totale au sein de l'écoulement à l'aide de capteurs à membrane, et retrouvé l'aspect à la fois instationnaire et turbulent de l'écoulement, caractérisé par un mouvement circulaire régulier accompagné de fluctuations.

B I B L I O G R A P H I E

(1) M.S. BARCHILON - "Contribution à l'étude des courants de retour engendrés par un jet confiné". Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air, Paris, n° 442, 1969.

(2) M.S. BARCHILON et R. CURTET - "Some details of the structure of an axisymmetric confined jet with backflow". Journal of Basic Engineering, Transactions of the A.S.M.E., Séries D, Décembre 1964, pp. 777-787.

(3) S.N. BARUA - "A source in a rotating fluid". Quart. J. Mech. Math., Vol. 8, part 1, 1955, pp. 22-29.

(4) G.K. BATCHELOR - "Note on a class of solutions of the Navier-Stokes equations representing steady rotationally-symmetric flow". Quart. Journ. of Mech. and Applied Math., Vol. 4, 1951, pp. 29-41.

(5) J.M. BEER et N.A. CHIGIER - "Velocity and static-pressure distributions in swirling air jets issuing from annular and divergent nozzles". Transactions ASME, J. of Basic Engineering, p. 788-796, déc. 1964.

(6) T. BROOKE BENJAMIN - "Theory of the vortex breakdown phenomenon". Journal of Fluid Mechanics, Vol. 14, Part. 4, p. 593, décembre 1962.

-"Some developments in the theory of vortex breakdown". Journal of Fluid Mechanics, 1967, vol. 28, p. 65.

(7) A.M. BINNIE - "Experiments on the slow swirling flow of a viscous liquid through a tube". Quart. Journ. Mech. Appl. Maths, Vol. 10, Part 3, Août 1957, pp. 276-290.

(8) A.M. BINNIE et D.P. HARRIS - "The application of boundary-layer theory to a swirling liquid flow through a nozzle". Quart. J. Mech. and Appl. Math., Vol. 3, part 1, Mars 1950, pp. 89-106.

(9) J.M. BURGERS - "Application of a Model System to Illustrate Some Points of the Statistical Theory of Free Turbulence". Proc. Acad. Sci., Amsterdam, Vol. 43, n° 1, 1940.

(10) N.A. CHIGIER et J.M. BEER - "Velocity and static-pressure distributions in swirling air jets issuing from annular and divergent nozzles". Trans. A.S.M.E., Journal of Basic Engineering, Vol. 86, n° 4, Déc. 1964, pp. 788-798.

(11) N.A. CHIGIER et A. CHERVINSKY - "Experimental and theoretical studies of turbulent swirling jets issuing from a round orifice". Israël Journal of Technology,Vol. 4, n° 1, 1966, pp. 44-54.

- "Experimental investigation on swirling vortex motions in jets". Transactions A.S.M.E., Journal of Applied Mechanics, Juin 1967, p. 443-451.

(12) D. CLUIS - "Jet en milieu ambiant tournant". Thèse présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Grenoble, 1967.

(13) D. CLUIS et R. CURTET - "Etude de l'évolution d'un jet dans un écoulement ambiant tournant. Installation d'essais". Comptes-rendus à l'Académie des Sciences, Paris, t. 264, pp. 249-251, 30 Janvier 1967, série A.

(14) A. CRAYA - "Etudes récentes sur le comportement des jets". Génie Chimique, Vol. 89, n° 2, fév. 1963, p. 33 à 43 et vol. 89, n° 3, p. 77 à 87, mars 1963.

(15) A. CRAYA - "Sur une famille remarquable de solutions affines dans l'écoulement d'un jet tournant". Rapport DRME, Laboratoires de Mécanique des Fluides, Grenoble, Janvier 1965.

(16) A. CRAYA et R. CURTET - "Sur l'évolution d'un jet en espace confiné". Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences, Paris, t. 241, pp. 621-622, 1955.

(17) A. CRAYA et M. DARRIGOL - "The turbulent swirling jet". Congrès sur la turbulence, Kyoto, Japon, Sept. 1966, et Physics of Fluids.

(18) R. CURTET - "Sur l'écoulement d'un jet entre parois". Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air, Paris, n° 359, 1960.

- "Confined jets and recirculation phenomena". Combustion and Flame, Londres, Vol. 2, n° 4, Décembre 1958, p. 383-411.

(19) R. CURTET et F.P. RICOU - "On the tendency to self-preservation in axisymmetric ducted jets". Transactions A.S.M.E., Journal of Basic Engineering, Séries D, Décembre 1964, pp. 765-776.

(20) R.G. DEISSLER - "Unsteady viscous vortex with flow toward the center". Lewis Research Center, N.A.S.A. Report, TN D-3026.

(21) C. du P. DONALDSON et R.D. SULLIVAN - "Examination of the solutions of the Navier-Stokes equations for a class of three-dimensional vortices". Proc. Heat Transfer and Fluid Mech. Institute, Stanford University Press, 1960, pp. 16-30.

(22) H.A. EINSTEIN et H. LI -"The steady vortex flow in a real fluid". Proc. Heat Transfer and Fluid Mech. Institute, 1951 et la Houille Blanche, Vol. 20, n° 4, 1955, pp. 483-496.

(23) A. FORTIER - "Amortissement de la rotation et pertes de charge des écoulements giratoires dans les canalisations cylindriques". La Houille Blanche, pp. 670-675, n° spécial B, 1954.

(24) H. GORTLER - "Decay of swirl in an axially symmetrical jet far from the orifice". Revista Mathematica Hispano-Americanas, Vol. 14, n° 4 et 5, 1954, pp. 143-178.

- "Einige Bemerkungen über Strömungen in rotierenden Flüssigkeiten". Z.A.M.M., Vol. 24, n° 5 et 6, 1944, pp. 210-214.

(25) S.F. GRACE - "A spherical source in a rotating liquid". Roy. Soc. Proc., 1924, pp. 532-543.

(26) R. GRANGER - "Steady three-dimensional vortex-flow". Journal of Fluid Mech., Vol. 25, part 3, 1966, pp. 557-576.

(27) H.P. GREENSPAN - "The theory of rotating fluids". Cambridge University Press, 1968, 327 p.,228 références bibliographiques.

(28) J.C. GUILLOUD - "Quelques aspects de la diffusion moléculaire dans les écoulements tournants. Application éventuelle à la séparation isotopique par centrifugation en p. rois fixes". Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Grenoble, 29 Avril 1971.

(29) M.G. HALL - "A theory for the Core of a Leading Edge Vortex". Journal of Fluid Mechanics, 1961, vol. 11, p. 209.

(30) J.K. HARVEY - "Some Observations of the Vortex Breakdown Phenomenon". Journal of Fluid Mechanics, Vol. 14, Part 4, p. 585, décembre 1962.

(31) D.M. HERBERT - "A laminar jet in a rotating fluid". Journal of Fluid Mech., 1965, Vol. 23, pp. 65-75.

(32) J.O. HINZE et B.G. Van der HEGGE ZIJNEN - "Transfer of Heat and Matter in the Turbulent Mixing Zone of an Axially Summetrical Jet", Applied Scientific Research, vol. 1, Marinus Nijhoff, La Haye, 1949.

(33) J.P. JONES - "The Breadkdown of Vortices in Separated Flow", Dept. of Aero and Astro., University of Southampton, Report n° 140, 1960.

(34) J.L. KERREBROCK et R.V. MEGHREBLIAN - "Vortex containment for the gaseous fission rocket". Journ. Aero/Space Sci., 1961, Vol. 28, p. 710.

(35) D.L.I. KIRKPATRICK- "Experimental investigation of the breakdown of a vortex in a tube". R.A.E. Tech. Note n° Aero 2963, 1964.

(36) D. KUCHEMANN - "Report on the I.U.T.A.M. Symposium on concentrated vortex motions in fluids". J. Fluid Mech., 1965, Vol. 21, part 1, pp. 1-20.

(37) KWAN-LOK SO - "Vortex decay in a conical diffuser". Gaz turbine Laboratory, M.I.T., Report n° 75, 1964.

- "Vortex Phenomena in a Conical Diffuser". A.I.A.A. Journal, 1967, Vol. 5, n° 6, p. 1072-1078.

(38) N.C. LAMBOURNE et D.W. BRYER - "The Bursting of Leading-Edge Vortices. Some observations and Discussion of the Phenomenon". Aero-Research Council R. and M. 3282, G.B., 1962.

(39) W. LAI - "Flow of an inviscid fluid past a sphere in a pipe". Journal of Fluid Mechanics, 1964, 18, pp. 587-594.

(40) J.E. LAY - "An Experimental and Analytical Study of Vortex-Flow Temperature Separation by Superposition of Spiral and Axial Flows". Part 1, Transactions A.S.M.E., Journal of Heat Transfer, Août 1959, p. 202-221.

(41) W. LEUCKEL - "Aérodynamique des écoulements tourbillons". 7ème Journée d'Etudes sur les Flammes, Paris, 25 Avril 1968.

(42) W.S. LEWELLEN - "A solution for three-dimensional vortex flows with strong circulation". Journal of Fluid Mechanics, 1962, Vol. 14, part 3, pp. 420-432.

(43) C.V. LINDERSTRØM-LANG - "The three dimensional distributions of tangential velocity and total temperature in vortex tubes". Journal of Fluid Mechanics, 1971, vol. 45, part 1, pp. 161-187.

(44) E.J. LIST - "Laminar momentum jets in a stratified fluid". Journal of Fluid Mechanics, 1971, Vol. 45, part 3, pp. 561-574.

(45) R.R. LONG - "Sources and sinks at the axis of a rotating liquid". Quart. Jour. Mach. Appl. Maths, Vol. 9, Part 4, 1956, pp. 385-392.

- "A vortex in an infinite viscous fluid". Journ. of Fluid Mech., Vol. 11, part 4, 1961, pp. 611-624.

(46) M.V. LOWSON - "Some experiments with vortex breakdown". Journ. Roy. Aero. Soc., 1964, Vol. 68, p. 343.

(47) H. LUDWIEG - "Contribution to the Explanation of the Instability of Vortex Cores Above Lifting Delta Wings". Aero-Vers., Göttingen, Report AVA/61 Aol, 1961.

(48) N.Mc NEIL - "Sur la structure d'un écoulement tournant en conduit cylindrique avec aspiration axiale". Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Grenoble, Septembre 1970.

(49) B. MARTINS et R. CURTET - "Comportement d'un jet dans un écoulement à haute intensité de rotation". Communication à la F.R.I.F., Ijmuiden, 9 Septembre 1971.

(50) G.W. MORGAN - "A study of motions in a rotating liquid". Proc. Roy. Soc., Vol. 206A, 1951, pp. 108-130.

- "Remarks on the problem of slow motions in a rotating fluid", Proc. Cambr. Phil. Soc., 1953, 49, pp. 362-364.

(51) J.B. NUTTALL - "Axial flow in a vortex". Nature, Vol. 172, 1953, pp. 582-583

(52) C. OSEUR - "Contribution à l'étude de l'écoulement giratoire dans les divergents". Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'Air, n° 394, 1963.

(53) L. PRANDTL - "The Mechanics of Viscous Fluids" dans Aerodynamic Theory, par W.F. Durand, Vol. III, p. 68, 1935.

(54) J. PROUDMAN - "On the motion of solids in a liquid possessing vorticity". Proc. Roy. Soc., London, 92-A, 1916, pp. 408-424.

(55) W.G. ROSE - "A swirling round turbulent jet". The Johns Hopkins University, Baltimore, 1962, Journal of Applied Mechanics, Vol. 29, Déc. 1962, pp. 615-625.

(56) M.L. ROSENZWEIG, D.H. ROSS et W.S. LEWELLEN - "Secondary flows in jet-driven vortex tubes". Journal of the Aerospace Sciences, 1962, p. I 142 - I 143.

(57) M.L. ROSENZWEIG, D.H. ROSS et W.S. LEWELLEN - "Confined vortex flows with boundary-layer interaction". A.I.A.A. Journal, Vol. 2, n° 12, Déc. 1964, pp. 2127-2134.

(58) D.H. ROSS - "An experimental study of turbulence levels in jet-driven vortex chambers". Aerospace Corp. Rep. n° ATN-64 (9227)-5.

(59) N. ROTT - "On the viscous core of a line vortex". Z.A.M.P., Vol. 9 b, 1958, pp. 543-553, et Z.A.M.P., Vol. 10, 1959, pp. 73-81.

(60) H. ROUSE et H.C. HSU - "On the growth and decay of a vortex filament". Proc. 1st National Cong. of Appl. Mechanics, pp. 741-746, 1951

(61) T. SARPKAYA - "On stationary and travelling vortex breakdowns". Journal of Fluid Mechanics, 1971, Vol. 45, part 3, pp. 545-559.

(62) H.B. SQUIRE - "Surveys in Mechanics. Rotating fluids". Cambridge University Press, 1956, pp. 139-161.

(63) M.H. STEIGER et M.H. BLOOM - "Axially symmetric laminar free mixing with large swirl". Trans. A.S.M.E., Séries C, Journal of Heat Transfer, 1962, pp. 370-374, et PIBAL, Report n° 636, 1961

(64) K. STEWARTSON - "A weak spherical source in a rotating fluid". Quart. J. Mech. Appl. Math., 1953 a, Vol. 6, Part 1, p. 45-49.

- "On inviscid flow of a rotating fluid past an axially symmetric body using Oseen's equations". Quart. J. Mech. Appl. Math., 1968, Vol. 21, Part 3, pp. 353-372.

(65) G.I. TAYLOR - "Experiments with rotating fluids". Proc. Roy. Soc., Vol. 100 A, n° 703, pp. 114-121, 1921.

- "Experiments on the motion of solid bodies in rotating fluids". Proc. Roy. Soc., Vol. 104 A, 1923, pp. 213-218.

- "The boundary layer in the converging nozzle of a swirl atomizer". Quart. Journ. of Mech. and Appl. Math., Vol. 3, 1950.

(66) M.W. THRING et M.P. NEWBY - "Combustion length of enclosed turbulent jet flames". Fourth International Symposium on Combustion, p. 789, Williams and Wilkins Company, Baltimore, 1953.

(67) J.S. TURNER - "The constraints imposed on tornado like vortices by the top and bottom boundary conditions". J. Fluid Mech., 1966, Vol. 25, part. 2, pp. 377-400.

(68) B. UTRYSKO - "Jets tournants en espace confiné". Publications Scientifiques et Techniques du Ministère de l'air, Paris, 1967, n° 436.

(69) C. S. YIH. "Dynamics of Non homogeneous Fluids". The Mac Millan Company, New-York, 1965.

(70) R. MOREAU - "Contribution à l'étude des écoulements hydromagnétiques". Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Grenoble, Juin 1967.

(71) S. CORRSIN - "Investigation of Flow in an Axially Symmetrical Heated Jet of Air", NACA Wartime Report W-94, 1943.

(72) M.L. ALBERTSON, Y.B. DAI, R.A. JENSEN et Hunter ROUSE - "Diffusion of Submerged Jets", Proceedings of the A.S.C.E., Vol. 74, Décembre 1948, p. 1571-1596.

(73) H .A. BECKER - "Concentration Fluctuations in Ducted Jet-Mixing", Ph. D. Thesis, Mass. Inst. of Technology, Department of Chemical Engineering, Août 1961.

(74) H.A. BECKER, H.C. HOTTEL et G.C. WILLIAMS - "Mixing and Flow in Ducted Turbulent Jets", 9e Symposium International de Combustion, Academic Press, Londres, 1963, p. 7-20.

(75) P.G. HILL - "Turbulent Jets in Ducted Streams", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 22, part. 1, 1965, p. 161-186.

(76) R.R. BURLEY et L. BRYANT - "Experimental Investigation of Coaxial Jet Mixing of Two Subsonic Streams at Various Temperature", Mach Number and Diameter Ratios for Three Configurations", NASA, Memo 12 - 21 - 58E, Février 1959.

(77) J.F.J. MACZYNSKI - "A Round Jet in an Ambiant Coaxial Streams", Journal of Fluid Mechanics, 1962, p. 597-608.

(78) I. TANI et Y. KOBASHI - "Experimental studies on Compound Jets", Proc. of the 1st Japan National Congress for Applied Mechanics, 1951, p. 465-468.

(79) J.M. DEALY - "Momentum Exchange in a Confined Circular Jets with Turbulent Source", Ph. D. Thesis, University of Michigan, Department of Chemical and Metallurgical Engineering, Janvier 1964.

(80) Y.V.G. ACHARYA - "Momentum Transfer and Heat Diffusion in the Mixing of Coaxial Turbulent Jets Surrounded by a Pipe", University of Delft (Hollande), Juin 1954.

(81) G.N. ABRAMOVICH - "The Theory of Turbulent Jets", MIT PRESS, Cambridge, Mass., 1963.

(82) S. MIKHAIL - "Mixing of Coaxial Streams Inside a Closed Conduit", Journal Mechanical Engineering Science, Vol. 2, n° 1, 1960, p. 59-68.

(83) W. FORSTALL et A.H. SHAPIRO - "Round Jets in a General Stream", A.R.C. Reports and Memoranda, n° 1974, Janvier 1944, p. 1-23.

(84) E. RAZINSKY et J.A. BRIGHTON - "Confined Jet Mixing for Nonseparating Conditions", Transactions ASME, Journal of Basic Engineering, Sept. 1971, p. 333-349.

(85) R. CURTET - "Discussion sur l'article de RAZINSKY et BRIGHTON". Transactions ASME, Journal of Basic Engineering, Sept. 1971, p. 347-348.

(86) A.T. TROSKOLANSKI - "Théorie et pratique des mesures hydrauliques". Dunod, Paris.

(87) G. VERONIS - "Analogous behavior of homogeneous, rotating fluids and stratified, non rotating fluids". Tellus, vol. 19, part. 2, 1967, p. 326-335.

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 25 janvier 1972

le Président de la thèse

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

le Président de l'Université
Scientifique et Médicale